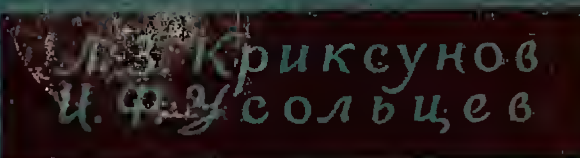

Л. З. Криксунов
И. Ф. Усольцев



ИНФРАКРАСНЫЕ УСТРОЙСТВА САМОНАВЕДЕНИЯ УПРАВЛЯЕМЫХ СНАРЯДОВ

Л. З. КРИКСУНОВ, И. Ф. УСОЛЬЦЕВ

ИНФРАКРАСНЫЕ УСТРОЙСТВА САМОНАВЕДЕНИЯ УПРАВЛЯЕМЫХ СНАРЯДОВ

„СОВЕТСКОЕ РАДИО"

МОСКВА — 1963

У. Д. К. 623.451.8.054.92

В книге систематизирован зарубежный опыт разработки ИК устройств самонаведения (тепловых головок) управляемых снарядов по материалам, опубликованным в иностранной периодической печати. Изложены принципы действия, устройство и характеристики инфракрасных координаторов, использующих различные методы определения координат целей (фазовый, импульсный, частотный и др.). Дано описание следящих координаторов современных ракет («Сайдуиндер», «Файрстрик» и др.). Показаны методы расчета дальности действия этих координаторов и методика их испытаний. Значительное место уделено основным элементам координаторов — приемникам лучистой энергии и оптике.

Книга предназначена для широкого круга читателей, имеющих инженерно-техническую подготовку, а также может служить пособием для студентов старших курсов технических вузов.

Л. З. КРИКСУНОВ, И. Ф. УСОЛЬЦЕВ

Инфракрасные устройства самонаведения управляемых снарядов

Редактор *И. М. Волкова* Техн. редактор *В. В. Беляева*

Обложка художника *В. Т. Сидоренко*

Сдано в набор 1/II 1963 г. Подписано в печать 13/VI 1963 г.

Формат 84×108¹/₃₂ Объем 12,6 п. л. Уч.-изд. л. 11,98

Г-92320 Тираж 10 300 экз. Цена 70 к. Зак. 55

Типография № 1 Госэнергоиздата. Москва, Шлюзовая наб., 10.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Современная наука, используя свойства невидимых инфракрасных лучей, нашла пути создания специальных устройств для автоматического обнаружения целей и наведения на них снарядов.

Успехи, достигнутые в области инфракрасной техники, характеризуются тем, что в последние годы на вооружение военно-воздушных сил капиталистических государств принят ряд образцов управляемых снарядов, снабженных инфракрасными устройствами самонаведения. К числу их относятся авиационные снаряды класса «воздух—воздух» типа «Сайдуиндер», «Фэлкон» (США), «Файрстрик» (Англия), «Матра» (Франция) и др.

После окончания второй мировой войны внедрение инфракрасных устройств обнаружения целей и наведения на них снарядов проходило медленно в связи с тем, что эти устройства были недостаточно совершенными и обладали низкой чувствительностью.

Достижения инфракрасной техники в последующие годы привели к созданию значительно более совершенных систем. Были разработаны высокочувствительные приемники лучистой энергии, реагирующие на излучения с длиной волны до 10 *мк*, а также малогабаритные системы охлаждения чувствительных слоев. Получены новые материалы для оптических систем, фильтров и обтекателей. Разработана техника пространственной фильтрации, позволившая уменьшить до необходимой степени помехи от излучения фона.

На основе этих достижений были созданы инфракрасные системы самонаведения, которые по своим тактико-техническим и конструктивным параметрам могут

успешно конкурировать с аналогичными радиолокационными системами.

Важнейшим элементом всякой системы самонаведения является так называемый координатор цели — устройство, служащее для автоматического определения угла между заданным направлением и направлением на цель.

Данная книга посвящена рассмотрению принципов действия оптических (инфракрасных) координаторов цели и их основных элементов.

Книга написана по материалам, опубликованным в открытой печати. Примеры, касающиеся принципиальных схем и конструкций оптических координаторов цели, взяты из иностранных журналов и оговорены соответствующими ссылками.

ГЛАВА ПЕРВАЯ

ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О СИСТЕМАХ САМОНАВЕДЕНИЯ УПРАВЛЯЕМЫХ СНАРЯДОВ

1. НАЗНАЧЕНИЕ И ОСНОВНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ СИСТЕМЫ САМОНАВЕДЕНИЯ

Управляемые снаряды, как известно, снабжаются специальными устройствами, позволяющими изменять их траекторию в процессе полета снаряда. Благодаря этому ошибки, допущенные при прицеливании, а также ошибки, вызванные техническим рассеиванием снарядов и маневрированием цели, могут быть скорректированы в процессе движения снаряда к цели.

Изменение траектории движения управляемых снарядов осуществляется под действием так называемых управляющих сил, значения которых могут регулироваться при помощи специальных органов управления — аэродинамических или газовых рулей, элеронов, прерывателей потока и т. п.

Воздействие на органы управления, в свою очередь, осуществляется специальной аппаратурой, расположенной в снаряде и приводимой в действие управляющими сигналами в зависимости от пространственного положения снаряда и цели.

В то время как для неуправляемого снаряда вся информация, необходимая для направления его в цель, сосредоточивается в точке выстрела, для управляемого снаряда эта информация или, по крайней мере, часть ее должна быть передана на снаряд во время его движения или вырабатываться специальной аппаратурой, находящейся в снаряде. На базе этой информации форми-

руются управляющие сигналы, воздействующие на органы управления снаряда.

Совокупность устройств, которые определяют относительное положение снаряда и цели и вводят необходимые поправки в траекторию полета снаряда, называется *системой управления.*

Одним из типов систем управления является *система самонаведения*, в которой информация о цели, необходимая для формирования управляющих сигналов, поступает непосредственно от цели, отличающейся от окружающего ее фона по каким-либо физическим признакам. Формирование управляющих сигналов производится аппаратурой, находящейся на снаряде.

Так как в системах самонаведения данные об относительном положении снаряда и цели непрерывно уточняются в процессе сближения снаряда с целью, подобного рода системы обладают большой точностью и могут применяться в управляемых снарядах как самостоятельно, так и в сочетании с другими типами систем управления.

Важнейшим элементом системы самонаведения является *координатор цели* — устройство, служащее для непрерывного и автоматического определения угла между осью координатора или заданным направлением и линией снаряд — цель (угла рассогласования) и производных этого угла по времени.

Обычно в системах самонаведения для формирования управляющих сигналов необходимо знать не сам угол рассогласования, а его проекции на две взаимно перпендикулярные плоскости управления снарядом. Поэтому выходными величинами координатора являются два напряжения, одно из которых зависит от угла рассогласования по курсу $\varphi_{рас\,z}$ и его производных по времени, а другое — от угла рассогласования по тангажу $\varphi_{рас\,y}$ и его производных по времени.

В соответствии с физическими свойствами цели, используемыми в системе самонаведения, координаторы цели делятся на *оптические и радиолокационные.* В оптических координаторах используется различие в излучении цели и фона в оптическом диапазоне волн (видимом или инфракрасном). В подавляющем числе случаев оптические координаторы цели работают в диапазоне 2—10 *мк*, т. е. в инфракрасном диапазоне, вследствие чего они

иногда называются *тепловыми головками самонаведения*. Радиолокационные координаторы (активного типа) основаны на различии в отражении целью и фоном радиоволн преимущественно сантиметрового диапазона. В последние годы за рубежом ведутся работы по созданию комбинированных (оптических и радиолокационных) координаторов цели.

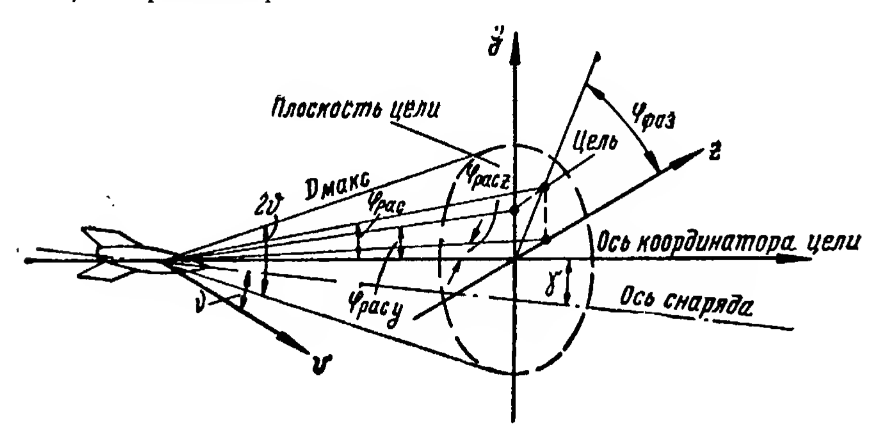


Рис. 1.1. К определению углов координатора цели.

Примем следующую терминологию:

Ось координатора цели — линия, проходящая через чувствительный элемент координатора и отличающаяся тем свойством, что при неподвижном положении цели в любой точке этой линии сигналы на выходе координатора равны нулю.

Угол поля зрения координатора цели — угол 2ϑ у вершины конуса, связанной со снарядом (рис. 1.1). Образующая этого конуса равна максимальной дальности действия координатора. Цель, находящаяся в любой точке конуса, обнаруживается чувствительным элементом координатора и вызывает появление сигнала на его выходе.

Плоскость рассогласования — плоскость, проходящая через ось координатора и линию снаряд — цель.

Угол фазирования — двугранный угол $\varphi_{фаз}$ (рис. 1.1), определяющий положение плоскости рассогласования относительно некоторой плоскости, связанной с координатором цели и проходящей через его ось.

Помимо координатора цели в состав системы самонаведения могут входить измерители некоторых парамет-

ров движения снаряда (например, гироскопические устройства, измеряющие угловые положения и угловые скорости снаряда в его движении относительно центра масс, акселерометры, измеряющие ускорения центра масс снаряда и т. п.). Эти измерители служат для улучшения динамики процесса наведения снаряда на цель и являются вспомогательными элементами системы самонаведения.

Измерение дальности от снаряда до цели не является принципиально необходимым для самонаведения, но позволяет повысить помехоустойчивость системы и улучшить качество процесса наведения. Поэтому в некоторых случаях система самонаведения содержит дальномерное устройство.

Остальные элементы системы самонаведения (суммирующие устройства, усилители мощности, сервопривод рулей, корректирующие звенья) не имеют принципиальных отличий от аналогичных элементов систем управления беспилотными объектами.

Процесс самонаведения снаряда на цель является процессом автоматического регулирования. Управляемый снаряд представляет одну из частей (объект) замкнутой системы автоматического регулирования; другой ее частью (регулятором) является система самонаведения. В общем случае процесс самонаведения описывается системой нелинейных дифференциальных уравнений высокого порядка с переменными коэффициентами.

Идея самонаведения в технически приемлемой форме была высказана К. Э. Циолковским еще в 1903 г. В статье «Ракета в космическое пространство» он писал: «Может быть ручное управление движением снаряда окажется не только затруднительным, но и прямо практически невозможным. В таком случае следует прибегнуть к автоматическому управлению... Возможно употребить для этой цели магнитную систему или силу солнечных лучей, сосредоточенных с помощью двояковыпуклого стекла. Каждый раз, когда снаряд с трубой поворачивается, маленькое и яркое изображение солнца меняет свое относительное положение в снаряде, что может возбуждать расширение газа, давление, электрический ток и движение массы, восстанавливающей направление трубы, при котором светлое пятно падает на ней-

тральное, так сказать, нечувствительное место механизма»*.

На рис. 1.2 изображена схема самонаводящейся авиационной бомбы, в которой использована указанная выше идея Циолковского. В головной части бомбы находится объектив *1*, проектирующий изображение цели

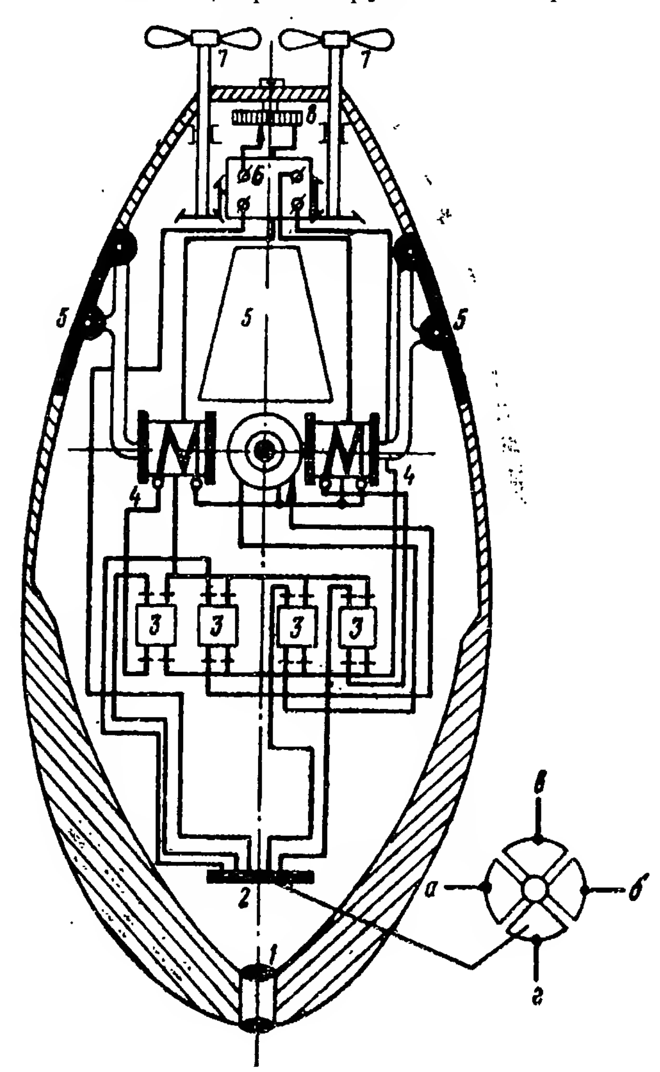


Рис. 1.2. Схема устройства самонаводящейся авиационной бомбы.

---

* К. Э. Циолковский. Труды по ракетной технике. Оборонгиз, 1947, стр. 30.

на приемник лучистой энергии *2*, представляющий собой селеновую пластину, разделенную на четыре сектора. Каждый из секторов включен в цепь, содержащую источник питания и реле *3*. Контакты реле включают цепи электромагнитов *4*, управляющих рулями *5* бомбы. Источником питания в системе управления служит генератор постоянного тока *6*, ротор которого приводится во вращение ветрянками *7*. Регулировка величины напряжения на зажимах генератора осуществляется реостатом *8*.

Если продольная ось бомбы (а следовательно, и оптическая ось объектива) направлена на цель, то изображение цели находится в центре селеновой пластины (по определению Циолковского, в «нейтральном, нечувствительном месте механизма») и реле обесточены. При смещении оси бомбы от направления на цель изображение цели перемещается на один из секторов приемника. Появляющийся в цепи этого сектора ток вызывает срабатывание соответствующего реле, что приводит к включению электромагнита и отклонению руля. Под действием аэродинамических сил движение бомбы происходит в направлении согласования ее продольной оси с линией бомба — цель.

Этот проект был предложен в 1923 г., но практически не был осуществлен. Тем не менее он имеет много общих черт с существующими в настоящее время системами самонаведения управляемых снарядов.

2. ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ И ОСНОВНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ ОПТИЧЕСКОГО (ИНФРАКРАСНОГО) КООРДИНАТОРА ЦЕЛИ

В оптических координаторах цели угол рассогласования и его составляющие в двух взаимно перпендикулярных плоскостях управления снарядом определяются по положению изображения цели в фокальной плоскости объектива оптической системы.

Если угол рассогласования равен нулю, то изображение цели совпадает с точкой *О* фокальной плоскости (рис. 1.3), через которую проходит оптическая ось. Эта точка условно называется «центром фокальной плоскости».

При наличии угла рассогласования изображение цели смещается относительно центра фокальной плоско-

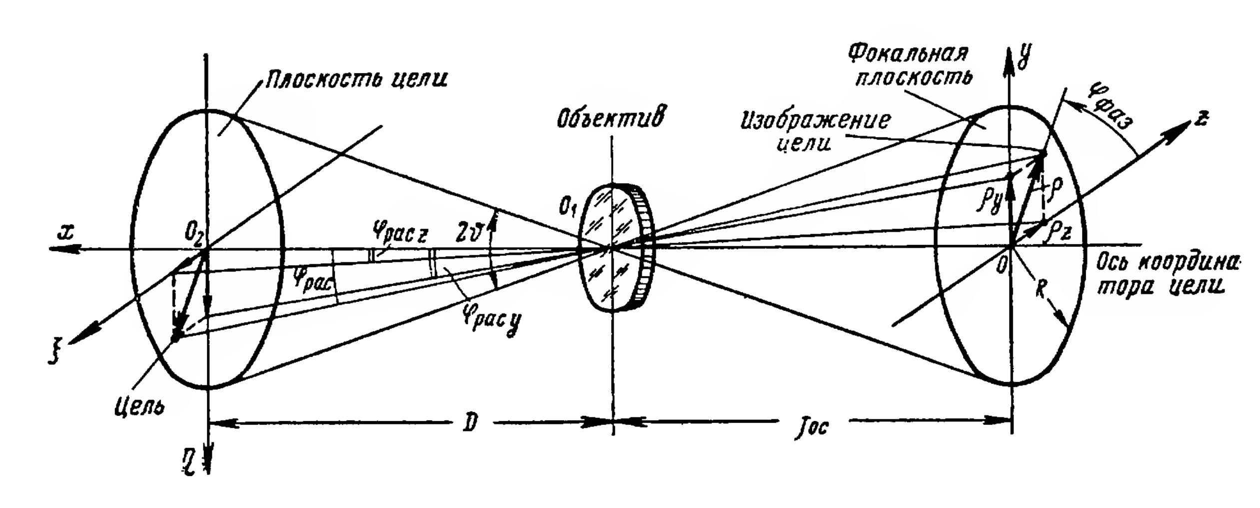


Рис. 1.3. К объяснению принципа действия оптического (инфракрасного) координатора цели.

сти на некоторое расстояние ρ, характеризующее величину угла рассогласования. Положение плоскости рассогласования определяется углом фазирования $\varphi_{фаз}$. Осью координатора цели является оптическая ось.

Обозначая $f_{ос}$ фокусное расстояние оптической системы и имея в виду, что в процессе работы системы самонаведения углы рассогласования не превышают 10°, можем в соответствии с рис. 1.3 написать очевидные равенства:

$$\left.\begin{aligned} \rho &= f_{ос}\,\mathrm{tg}\,\varphi_{рас} \approx f_{ос}\varphi_{рас}, \\ \rho_y &= f_{ос}\,\mathrm{tg}\,\varphi_{рас\,y} \approx f_{ос}\varphi_{рас\,y}, \\ \rho_z &= f_{ос}\,\mathrm{tg}\,\varphi_{рас\,z} \approx f_{ос}\varphi_{рас\,z}. \end{aligned}\right\} \qquad (1.1)$$

Принцип действия оптического координатора цели заключается в том, что изображение предметов, попадающих в поле зрения координатора, последовательно «просматривается» приемником лучистой энергии. Контрастность цели, обусловленная тем, что ее мощность излучения отличается от мощности излучения других предметов, образующих фон, позволяет отделить импульс фототока цели от импульсов других элементов.

По положению импульса фототока, вызванного излучением цели, относительно некоторого фиксированного импульса, характеризующего начало отсчета, определяются координаты изображения цели в фокальной плоскости, а следовательно, и составляющие угла рассогласования в двух взаимно перпендикулярных плоскостях управления снарядом.

Простейший оптический координатор цели состоит из следующих основных элементов:

— оптической системы, собирающей поток лучистой энергии, излучаемой целью, и концентрирующей его на чувствительную площадку приемника;

— приемника лучистой энергии, преобразующего приходящую к нему энергию оптического излучения в электрический ток;

— оптических фильтров, ослабляющих излучение фона;

— анализирующего устройства, служащего для анализа просматриваемой плоскости и определения координат изображения цели;

— усилителя электрических сигналов, появляющихся на выходе приемника лучистой энергии, с устройствами для автоматической регулировки усиления сигналов;

— разделительного устройства, служащего для преобразования выходных сигналов усилителя в напряжения, зависящие от составляющих угла рассогласования в двух взаимно перпендикулярных плоскостях управления снарядом.

3. МЕТОДЫ САМОНАВЕДЕНИЯ И СПОСОБЫ УСТАНОВКИ КООРДИНАТОРА ЦЕЛИ В СНАРЯДЕ

В настоящем параграфе изложены основные методы самонаведения и характеристики траекторий снарядов, получающихся при различных методах наведения. Эти вопросы рассматриваются кратко с целью выявить лишь способы установки координаторов в снаряде и причины, вызывающие использование в управляемых снарядах класса «воздух — воздух» следящих координаторов цели.

Наиболее простым методом наведения снаряда на цель считается метод прямого наведения, при котором ось снаряда непрерывно направляется на цель [12, 19, 21]. Для реализации этого метода координатор цели должен быть жестко укреплен в снаряде, а его ось — направлена по оси снаряда.

Координатор непрерывно измеряет составляющие угла между своей осью (осью снаряда) и направлением на цель в двух взаимно перпендикулярных плоскостях управления. Напряжения на выходе координатора цели подаются в систему управления, с помощью которой снаряд возвращается в такое положение, при котором его ось всегда направлена на цель.

Траектория полета снаряда при использовании метода прямого наведения представлена на рис. 1.4. Движение снаряда по этой траектории происходит под действием управляющей силы **у**, направление которой показано на рисунке.

Если управляющая сила имеет аэродинамический характер, то для ее создания необходимо наличие угла α между осью снаряда и вектором скорости **v** центра масс снаряда (угла атаки). Вследствие этого при методе прямого наведения снаряд направляется не точно в цель, а в некоторую точку A, находящуюся позади цели.

Этот недостаток может быть устранён, если отсчитывать угол рассогласования не от оси снаряда, а от направления вектора скорости, т. е. если ось координатора цели стабилизировать по вектору скорости центра масс снаряда. Практически этого достигают, делая координатор (или его оптическую систему) подвижным относительно корпуса снаряда. Установка оси координатора по набегающему потоку воздуха, т. е. по направлению вектора скорости, осуществляется флюгерным способом или при помощи сервопривода, управляемого выходными сигналами измерителя угла атаки.

Метод наведения, при котором вектор скорости снаряда непрерывно направляется на цель, получил название **метода погони**. Рассмотрим траекторию снаряда при использовании метода погони, сделав следующие предположения:

— цель движется прямолинейно;

— скорости снаряда и цели постоянны;

— движение рассматривается в неподвижной плоскости, определяемой векторами скоростей снаряда и цели.

Обозначая

$v_ц$ и $v_{сн}$ — соответственно скорость цели и скорость снаряда,

r — расстояние между снарядом и целью (рис. 1.5),

q — угол между направлением скорости цели и линией снаряд — цель,

имеем очевидные равенства

$$\dot{r} = v_ц \cos q - v_{сн}, \tag{1.2}$$

$$r\dot{q} = - v_ц \sin q. \tag{1.3}$$

Деля (1.2) на (1.3) и вводя обозначение $n = \frac{v_{сн}}{v_ц}$, находим

$$\frac{\dot{r}}{r} = \left(\frac{n}{\sin q} - \operatorname{ctg} q\right) \dot{q}. \tag{1.4}$$

Интегрируя (1.4), получаем

$$r = K \frac{(\sin q)^{n-1}}{(1 + \cos q)^n}, \tag{1.5}$$

где K — постоянная интегрирования, определяемая начальными значениями r_0 и q_0:

$$K = \frac{r_0 (1 + \cos q_0)}{(\sin q_0)^{n-1}}. \tag{1.6}$$

Угловая скорость касательной к траектории определяет-

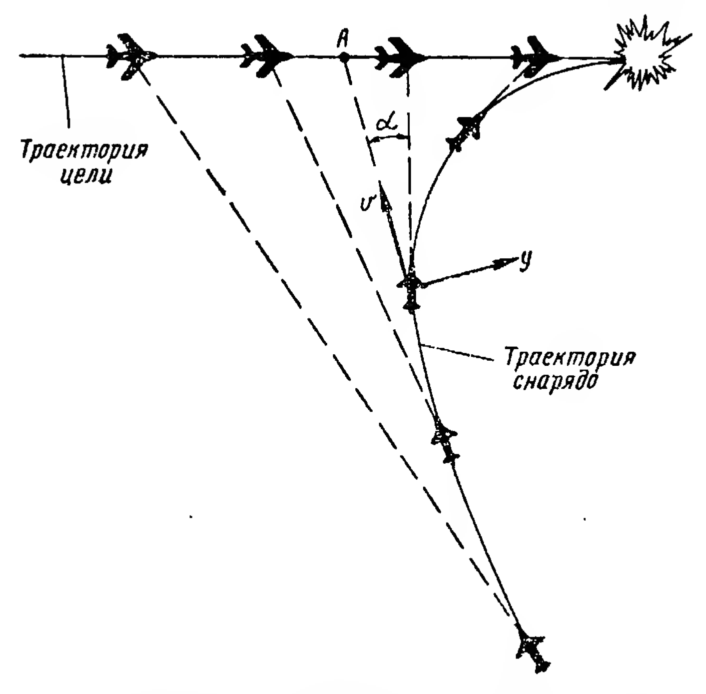


Рис. 1.4. Траектория снаряда при методе прямого наведения.

ся уравнениями (1.3) и (1.5) (в предположении, что цель удаляется от снаряда):

$$\dot{q} = -\frac{v_{\text{ц}} \sin q}{r} = -\frac{v_{\text{ц}} (1 + \cos q)^n}{K (\sin q)^{n-2}}. \tag{1.7}$$

Из уравнения (1.5) видно, что $r \to 0$, когда $q \to 0$. Поэтому в момент достижения снарядом удаляющейся цели $q \to 0$. Найдем предельное значение угловой скорости $\dot{q}$ в тот момент, когда снаряд настигает цель.

При $1 < n < 2$

$$\lim_{q \to 0} \dot{q} = -\frac{v_{\text{ц}}}{K} \lim_{q \to 0} (\sin q)^{2-n} (1 + \cos q)^n = 0.$$

При $n=2$

$$\lim_{q \to 0} \dot{q} = -\frac{v_ц}{K} \lim_{q \to 0} (1+\cos q)^2 = -\frac{4v_ц}{K}.$$

При $n>2$

$$\lim_{q \to 0} \dot{q} = -\frac{v_ц}{K} \lim_{q \to 0} \frac{(1+\cos q)^n}{(\sin q)^{n-2}} = -\infty.$$

Нормальное ускорение снаряда равно

$$A_{сн} = |v_{сн}\dot{q}|, \tag{1.8}$$

где $\dot{q}$ определяется по формуле (1.7).

Из предыдущего следует, что если $n>2$, то требуемое нормальное ускорение снаряда при приближении

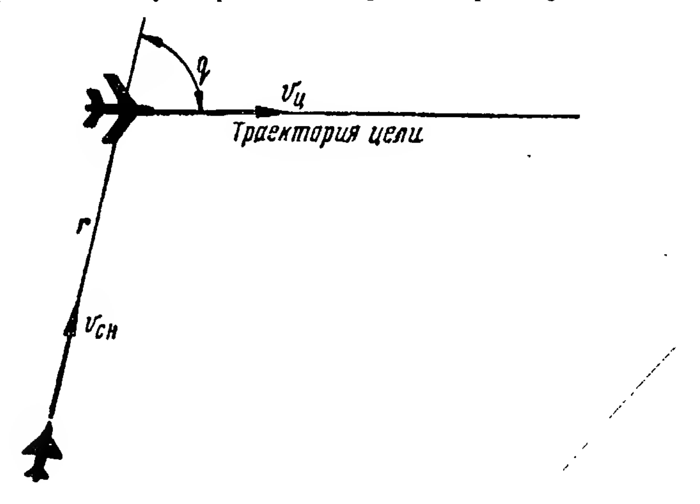


Рис. 1.5. К объяснению метода погони.

к цели стремится к бесконечности. Если $n=2$, то это ускорение остается конечным и равным $A_{сн}=\frac{4v_{сн}v_ц}{K}$.

Если $1<n<2$, то снаряд подходит к цели без нормального ускорения.

Использование метода прямого наведения и метода погони приводит к большой кривизне траектории снаряда. Величина требуемых нормальных перегрузок может достигать очень больших значений. В связи с этим указанные методы наведения и соответствующие им спосо-

бы установки координаторов используются в снарядах, предназначенных для поражения неподвижных или медленно перемещающихся (наземных и надводных) целей.

Спрямление траектории снаряда при стрельбе по быстро перемещающимся (воздушным) целям можно осуществить, если применить **метод самонаведения с постоянным углом упреждения.**

При этом методе угол между направлением скорости снаряда и линией снаряд — цель остается постоянным. Для реализации метода необходимо перед пуском снаряда развернуть ось координатора цели относительно продольной оси снаряда на постоянный угол ψ (рис. 1.6), определяемый из соотношения

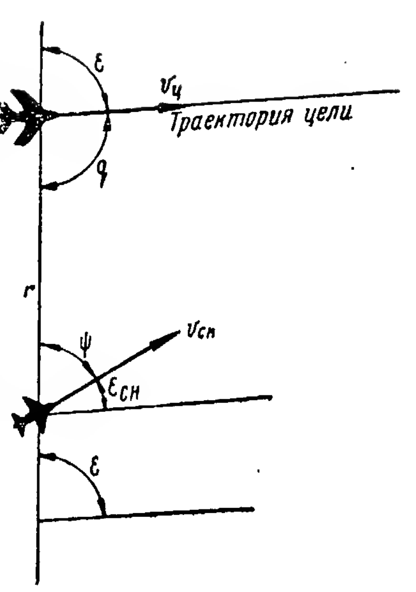


Рис. 1.6. К объяснению метода самонаведения с постоянным углом упреждения.

$$\sin\psi = \frac{v_ц}{v_{сн}} \sin q. \qquad (1.9)$$

Уравнения движения снаряда (при сделанных ранее предположениях) имеют вид

$$\dot{r} = v_ц \cos\varepsilon - v_{сн} \cos\psi, \qquad (1.10)$$

$$r\dot{\varepsilon} = -v_ц \sin\varepsilon + v_{сн} \sin\psi, \qquad (1.11)$$

где ε — угол наклона линии снаряд — цель относительно фиксированного направления.

Если предположить, что $n^2 \sin^2\psi < 1$ (это обычно имеет место в действительности), то решение уравнений (1.10) и (1.11) может быть получено в виде [19]:

$$r = r_0 \left(\frac{\sin\varepsilon - n\sin\psi}{\sin\varepsilon_0 - n\sin\psi} \right)^{\frac{n\cos\psi}{\sqrt{1-n^2\sin^2\psi}} - 1} \times$$

$$\times \left(\frac{1 - n\sin\psi\sin\varepsilon_0 + \cos\varepsilon_0 \sqrt{1 - n^2\sin^2\psi}}{1 - n\sin\psi\sin\varepsilon + \cos\varepsilon\sqrt{1 - n^2\sin^2\psi}} \right)^{\frac{n\cos\psi}{\sqrt{1-n^2\sin^2\psi}}}. \qquad (1.12)$$

Угловую скорость находим из уравнения (1.11):

$$\dot{\varepsilon} = v_{ц} \frac{n \sin \psi - \sin \varepsilon}{r}. \quad (1.13)$$

Сопоставляя (1.13) и (1.12), видим, что угловая скорость может быть бесконечно большой в случае $\sin \varepsilon = n \sin \psi$. Исследования показывают, что только при $1 < n \leqslant 2$ можно подобрать такой угол ψ, который не вызывает появления бесконечно большой угловой скорости. Так как в действительности угловая скорость снаряда ограничена его конструкцией, то в случае ее пре-

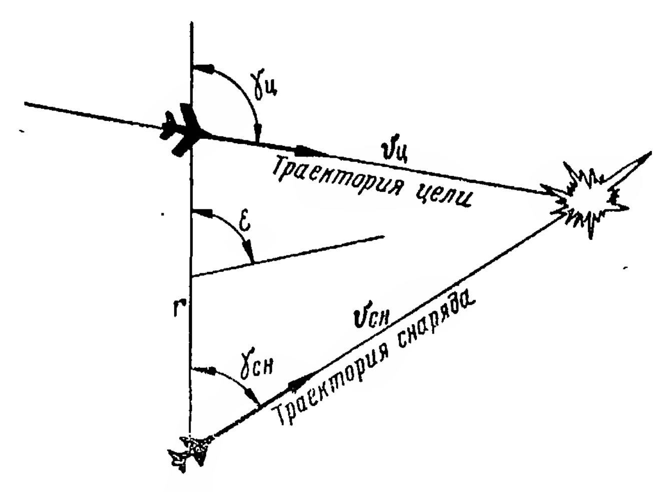


Рис. 1.7. Траектория снаряда при методе параллельного сближения (цель движется по прямой линии с постоянной скоростью).

вышения снаряд будет удерживать свою максимальную угловую скорость до тех пор, пока он снова «увидит» цель и войдет в режим преследования, либо цель будет потеряна.

Нормальное ускорение снаряда при методе наведения с постоянным углом упреждения равно

$$A_{сн} = |v_{сн} \dot{\varepsilon}|, \quad (1.14)$$

причем $\dot{\varepsilon}$ определяется выражением (1.13).

При $1 < n \leqslant 2$ можно сделать так, чтобы нормальное ускорение оставалось конечным, но при $n > 2$ требуемое нормальное ускорение будет бесконечно велико, в чем

й заключается главный недостаток данного метода наведения.

Рассмотрим теперь так называемый **метод параллельного сближения**, при котором линия, соединяющая снаряд и цель, остается всегда параллельной заданному направлению. Если считать, как и раньше, что скорости снаряда и цели постоянны, а цель движется прямолинейно, то траектория снаряда есть также прямая линия.

Из определения метода следует, что угол ε наклона линии снаряд — цель (рис. 1.7) остается постоянным, поэтому $\dot{\varepsilon}=0$. Уравнения движения снаряда, в соответствии с обозначениями на рис. 1.7, имеют вид

$$\dot{r}=v_{ц}\cos\gamma_{ц}-v_{сн}\cos\gamma_{сн}, \tag{1.15}$$

$$0=v_{ц}\sin\gamma_{ц}-v_{сн}\cos\gamma_{сн}. \tag{1.16}$$

Уравнение (1.15) можно проинтегрировать непосредственно:

$$r=r_0+(v_{ц}\cos\gamma_{ц}-v_{сн}\cos\gamma_{сн})t, \tag{1.17}$$

где r_0 — расстояние между снарядом и целью в момент времени $t=0$.

Траектория снаряда при методе параллельного сближения совпадает с траекторией при методе наведения с постоянным углом упреждения, если угол упреждения $\gamma_{сн}$ выбрать из условия

$$\sin\gamma_{сн}=\frac{1}{n}\sin\gamma_{ц},$$

где через n по-прежнему обозначено отношение $\frac{v_{сн}}{v_{ц}}$.

Таким образом, для прямолинейного полета цели метод параллельного сближения является частным случаем метода наведения с постоянным углом упреждения.

Из определения метода параллельного сближения следует, что угловая скорость и нормальное ускорение снаряда, атакующего цель, летящую по прямой с постоянной скоростью, равны нулю, т. е.

$$\left.\begin{aligned}\dot{\varepsilon}=\dot{\gamma}_{сн}=0,\\ A_{сн}=0.\end{aligned}\right\} \tag{1.18}$$

Можно показать [19], что при маневрировании цели с постоянной скоростью и при постоянной скорости снаряда его нормальное ускорение не может превосходить нормального ускорения цели.

Для осуществления метода параллельного сближения координатор устанавливается в снаряде на подвижной платформе, которая стабилизируется в пространстве с помощью свободного гироскопа [22].

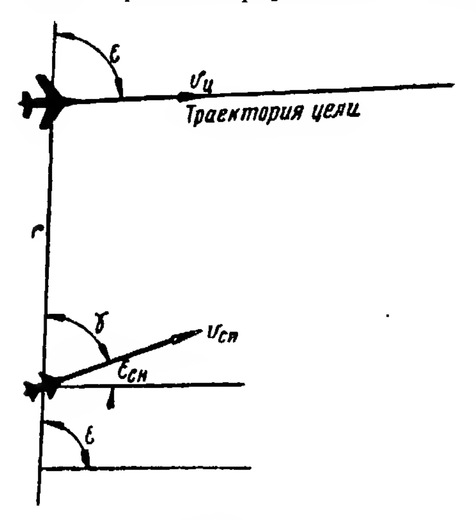


Рис. 1.8. К объяснению метода пропорционального наведения.

Перед пуском снаряда ось координатора направляется на цель, а в момент пуска разарретируется гироскоп. Ось координатора, сохраняя неизменным направление в пространстве, будет перемещаться параллельно самой себе. При идеальном наведении линия снаряд — цель будет совпадать с осью координатора и также перемещаться параллельно своему первоначальному положению. В реальных условиях при маневрировании цели линия снаряд — цель будет отклоняться от заданного направления. Однако возникающий при этом угол рассогласования вызовет появление управляющего сигнала в системе самонаведения. Система в зависимости от величины и знака угла рассогласования подаст такую команду в приводы рулей, чтобы линия снаряд — цель заняла согласованное с осью координатора положение. Так как ось координатора стабилизирована в пространстве гироскопом, то линия снаряд — цель, совпадая с осью координатора, займет положение, параллельное первоначальному.

В последние годы в самонаводящихся снарядах класса «воздух — воздух» широкое применение получил метод пропорционального наведения, при котором угловая скорость вращения вектора скорости сна-

ряда пропорциональна угловой скорости вращения линии снаряд — цель [19, 27, 42].

Назначение такого метода наведения состоит в том, чтобы учесть тенденцию линии снаряд — цель к повороту и тем самым приближенно осуществить метод параллельного сближения, который в чистом виде требует сложной системы стабилизации оси координатора цели.

Рассматривая движение снаряда в неизменной плоскости, определяемой векторами скорости снаряда и цели, и используя обозначения, приведенные на рис. 1.8, имеем следующие уравнения движения снаряда:

$$\dot{r} = v_ц \cos \varepsilon - v_{сн} \cos(\varepsilon - \varepsilon_{сн}), \qquad (1.19)$$

$$r\dot{\varepsilon} = -v_ц \sin \varepsilon + v_{сн} \sin(\varepsilon - \varepsilon_{сн}), \qquad (1.20)$$

$$\dot{\varepsilon}_{сн} = a\dot{\varepsilon}, \qquad (1.21)$$

где a — коэффициент кратности.

Здесь третье уравнение описывает зависимость, указанную в определении метода наведения.

Интегрируя это уравнение, находим

$$\varepsilon_{сн} = a\varepsilon + \varepsilon_0. \qquad (1.22)$$

При $a=1$ и $\varepsilon_0=0$ имеет место случай прямого наведения; при $a=1$ и $\varepsilon_0=\mathrm{const}$ (отличное от нуля) — случай наведения с постоянным углом упреждения; при $\dot{\varepsilon}=0$ — случай параллельного сближения.

Уравнения (1.19) ÷ (1.21) решаются методом численного интегрирования, но для случая $a=2$, переходя к переменной γ (рис. 1.8), получаем [19]:

$$\dot{r} = v_ц \cos(\gamma + \varepsilon_{сн}) - v_{сн} \cos \gamma, \qquad (1.23)$$

$$r\dot{\varepsilon} = -v_ц \sin(\gamma + \varepsilon_{сн}) + v_{сн} \sin \gamma, \qquad (1.24)$$

$$\dot{\varepsilon}_{сн} = 2\dot{\varepsilon} = -2\dot{\gamma}. \qquad (1.25)$$

Интегрируя третье уравнение, находим

$$\gamma = -\varepsilon + \alpha_0 = \alpha_0 - (\gamma + \varepsilon_{сн}),$$

где $\alpha_0=\gamma_0+\varepsilon_0$, поэтому два остальных уравнения принимают вид

$$\dot{r}=v_{\text{ц}}\cos(\alpha_0-\gamma)-v_{\text{сн}}\cos\gamma, \qquad (1.26)$$

$$r\dot{\varepsilon}=-v_{\text{ц}}\sin(\alpha-\gamma)+v_{\text{сн}}\sin\gamma. \qquad (1.27)$$

Деля (1.26) на (1.27) и используя значение $\dot{\varepsilon}$, из (1.25) получаем

$$\frac{\dot{r}}{r}=\frac{(n-\cos\alpha_0)\cos\gamma-\sin\alpha_0\sin\gamma}{(n+\cos\alpha_0)\sin\gamma-\sin\alpha_0\cos\gamma}\dot{\gamma}, \qquad (1.28)$$

где по-прежнему $n=\frac{v_{\text{сн}}}{v_{\text{ц}}}$.

Интегрирование (1.28) дает

$$r=r_0\left[\frac{n\sin\gamma+\sin(\gamma-\alpha_0)}{n\sin\gamma_0+\sin(\gamma_0-\alpha_0)}\right]^{\frac{n^2-1}{n^2+2n\cos\alpha_0+1}}\times$$

$$\times e^{\frac{2n(\gamma_0-\gamma)\sin\alpha_0}{n^2+2n\cos\alpha_0+1}}. \qquad (1.29)$$

Используя равенства (1.27) и (1.29), находим следующее выражение для угловой скорости касательной к траектории (для случая $a=2$):

$$\dot{\varepsilon}=-\dot{\gamma}=-\frac{v_{\text{ц}}}{r_0}(n\sin\gamma_0-\sin\varepsilon_0)\left[\frac{r}{r_0}\right]^{\frac{2(1+n\cos\alpha_0)}{n^2-1}}\times$$

$$\times e^{\frac{2n(\gamma-\gamma_0)\sin\alpha_0}{n^2-1}}. \qquad (1.30)$$

Нормальное ускорение снаряда в этом случае определяется равенством

$$A_{\text{сн}}=|v_{\text{сн}}\dot{\varepsilon}_{\text{сн}}|=|2v_{\text{сн}}\dot{\gamma}|. \qquad (1.31)$$

Примерный вид траектории снаряда при методе пропорционального наведения показан на рис. 1.9. Для осуществления этого метода ось координатора должна автоматически следить за целью, т. е. устанавливаться по линии снаряд — цель (линии дальности).

Задачами координатора цели при использовании метода пропорционального наведения являются:

— измерение угла рассогласования между осью ко-

ординатора и направлением на цель и устранение этого угла при помощи системы автоматического сопровождения цели;

— измерение угловой скорости вращения линии дальности.

Выходное напряжение координатора цели, пропорциональное угловой скорости вращения линии дальности (а в некоторых случаях и углу рассогласования), подается в систему управления снаряда, благодаря чему последний стремится двигаться по такой траектории, чтобы угловая скорость вращения линии дальности стала равной нулю. Если это условие выполняется, то линия дальности перемещается в пространстве параллельно самой себе (поступательно) и снаряд наводится в мгновенную точку встречи.

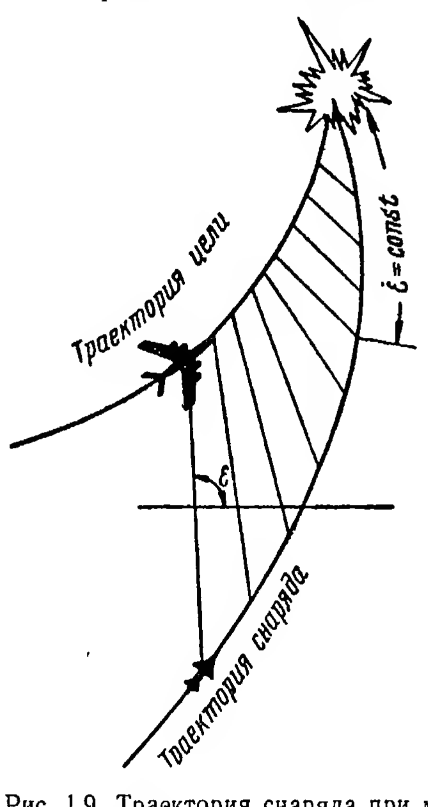


Рис. 1.9. Траектория снаряда при методе пропорционального наведения.

Координаторы цели, с помощью которых осуществляется метод пропорционального наведения, называются *следящими координаторами*.

Таким образом, в зависимости от принятого метода наведения управляемого снаряда на цель используются следующие способы стабилизации оси координатора:

— ось координатора направлена по продольной оси снаряда или составляет с ней постоянный угол (метод прямого наведения или метод погони);

— ось координатора стабилизирована по вектору скорости снаряда (метод самонаведения с постоянным углом упреждения);

— ось координатора стабилизирована по заданному направлению в пространстве (метод параллельного сближения);

— ось координатора стабилизирована по линии снаряд — цель (по линии дальности) — метод пропорционального наведения.

Первые два способа применяются в самонаводящихся снарядах, предназначенных для поражения неподвижных или медленно перемещающихся (наземных и надводных) целей; третий и четвертый способы — в снарядах для поражения быстро перемещающихся (воздушных) целей.

ГЛАВА ВТОРАЯ

ПРИНЦИПЫ УСТРОЙСТВА ОПТИЧЕСКИХ (ИНФРАКРАСНЫХ) КООРДИНАТОРОВ ЦЕЛИ

1. КООРДИНАТОРЫ ЦЕЛИ, ОСНОВАННЫЕ НА ЧАСТОТНОМ ПРИНЦИПЕ

В координаторах цели данного типа составляющие угла рассогласования в каждой из плоскостей управления снарядом определяются частотой модуляции лучистого потока. Модуляция осуществляется с помощью модулирующего диска, размещаемого в фокальной плоскости объектива (оптической системы) и приводимого во вращение с постоянной скоростью при помощи малогабаритного электродвигателя.

Модулирующий диск [22, 26] представляет собой металлическую или стеклянную пластину с рядом прозрачных и непрозрачных для инфракрасных лучей полос. В простейшем случае полосы нанесены в виде двух концентрических поясов так, что ширина прозрачных и непрозрачных полос в каждом поясе одинакова, а число полос в поясах различное. Точка пересечения линии раздела поясов с одной из осей (например, с осью z, как показано на рис. 2.1) совмещается с центром фокальной плоскости.

При смещении изображения цели вдоль оси z лучистый поток будет модулироваться с той или иной частотой в зависимости от того, на каком из двух поясов находится изображение цели. Соответствующую частоту будут иметь пульсации тока в цепи приемника лучистой энергии, расположенного за модулирующим диском.

На выходе усилителя фототока имеются два фильтра, настроенные на соответствующие частоты модуляции

лучистого потока. При смещении изображения цели вправо или влево от центра фокальной плоскости на выходе того или иного фильтра появляется напряжение, используемое в системе самонаведения для воздействия

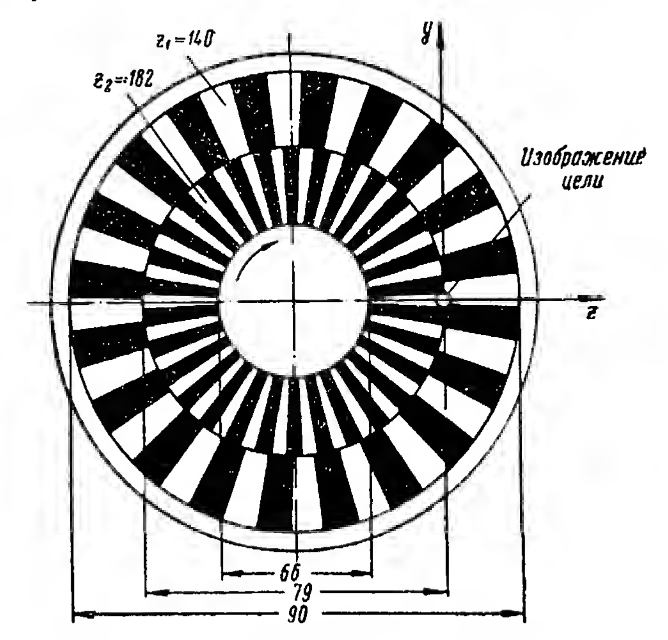


Рис. 2.1. Модулирующий диск.

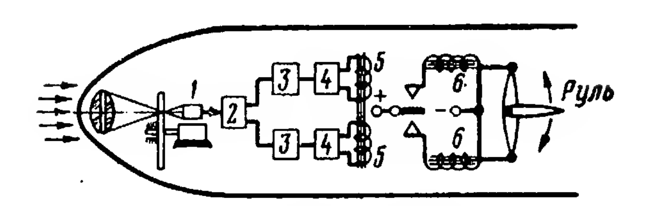


Рис. 2.2. Принципиальная схема системы самонаведения с координатором цели, основанным на частотном принципе:

1 — приемник лучистой энергии; *2* — усилитель фототока; *3* — фильтры; *4* — выпрямители; *5* — обмотки реле; *6* — электромагниты, управляющие отклонением руля.

на приводы рулей. Принципиальная схема системы самонаведения, использующей описанную конструкцию координатора, приведена на рис. 2.2 [29].

При смещении изображения цели вдоль оси z (рис. 2.1) якорь реле замыкает цепь соответствующего

электромагнита, что вызывает отклонение руля и движение снаряда в направлении уменьшения угла рассогласования. Если изображение цели находится точно на линии раздела поясов (т. е. если угол рассогласования равен нулю), лучистый поток модулируется полосами первого и второго поясов одновременно, однако якорь реле на-

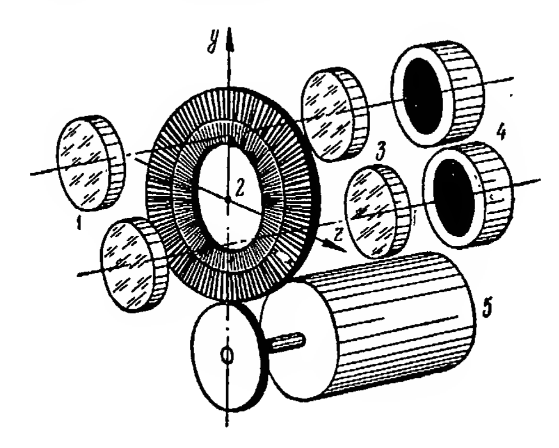


Рис. 2.3. Координатор цели с одним модулирующим диском и двумя объективами:
1 — объективы; 2 — модулирующий диск; 3 — конденсоры; 4 — приемники лучистой энергии; 5 — электродвигатель привода диска.

ходится в нейтральном положении, так как токи в обмотках реле направлены навстречу друг другу и равны между собой.

Нетрудно видеть, что рассмотренный координатор фиксирует наличие угла рассогласования только в одной плоскости, ибо он реагирует на смещение изображения цели только вдоль одной из координатных осей (в нашем случае вдоль оси z).

Для того чтобы координатор реагировал на изменение составляющих угла рассогласования в двух плоскостях управления снарядом, необходимо при одном модулирующем диске иметь две оптические системы с двумя приемниками лучистой энергии (рис. 2.3) либо при одной оптической системе и одном приемнике иметь два модулирующих диска (рис. 2.4). В последнем случае диски должны иметь по три участка с модулирующими полосами и вращаться в одну или в разные стороны с одинаковой скоростью так, что, когда изображение

цели пересекается модулирующими полосами одного диска, второй диск в модуляции лучистого потока не участвует [29]. Если число модулирующих полос в концентрических поясах обоих дисков сделать различным, то по частоте тока в цепи приемника лучистой энергии можно судить о наличии угла рассогласования в двух плоскостях управления снарядом.

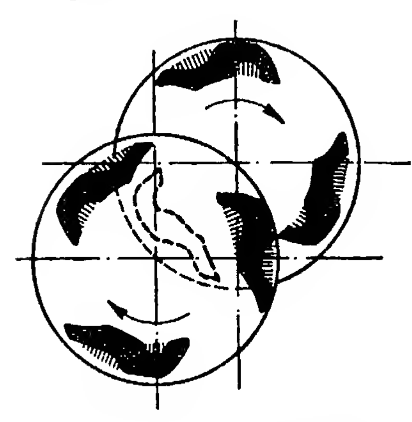


Рис. 2.4. Схема расположения двух модулирующих дисков.

Принципиальная схема системы самонаведения, использующей координатор цели с двумя модулирующими дисками, приведена на рис. 2.5 [29]. Здесь на оси привода модулирующих дисков установлен кулачковый переключатель *П*, с помощью которого осуществляется подключение приводов рулей к выходу усилителя фототока.

Если лучистый поток модулируется диском *А*, то подключаются приводы рулей, управляющих движением снаряда в поперечной плоскости; при модуляции лучистого потока диском *Б* подключаются приводы рулей, управляющих движением снаряда в продольной плоскости.

За модулирующими дисками, расположенными в фокальной плоскости объектива, находится конденсор *К*, собирающий поток от цели на чувствительную площадку приемника лучистой энергии (фотосопротивление *ФС*). Усиление фототока осуществляется двухкаскадным усилителем, к выходу которого подключено два фильтра, настроенных на частоты f_1 и f_2, соответствующие частотам модуляции лучистого потока полосами диска в двух концентрических поясах. Выходное напряжение фильтров выпрямляется с помощью мостовых схем B_1 и B_2 и подается в обмотку *О* поляризованного реле.

Если лучистый поток модулируется с частотой f_1, то напряжение выделяется на фильтре, настроенном на эту частоту; при этом работает выпрямительный мост B_1 и ток по обмотке *О* поляризованного реле протекает в на-

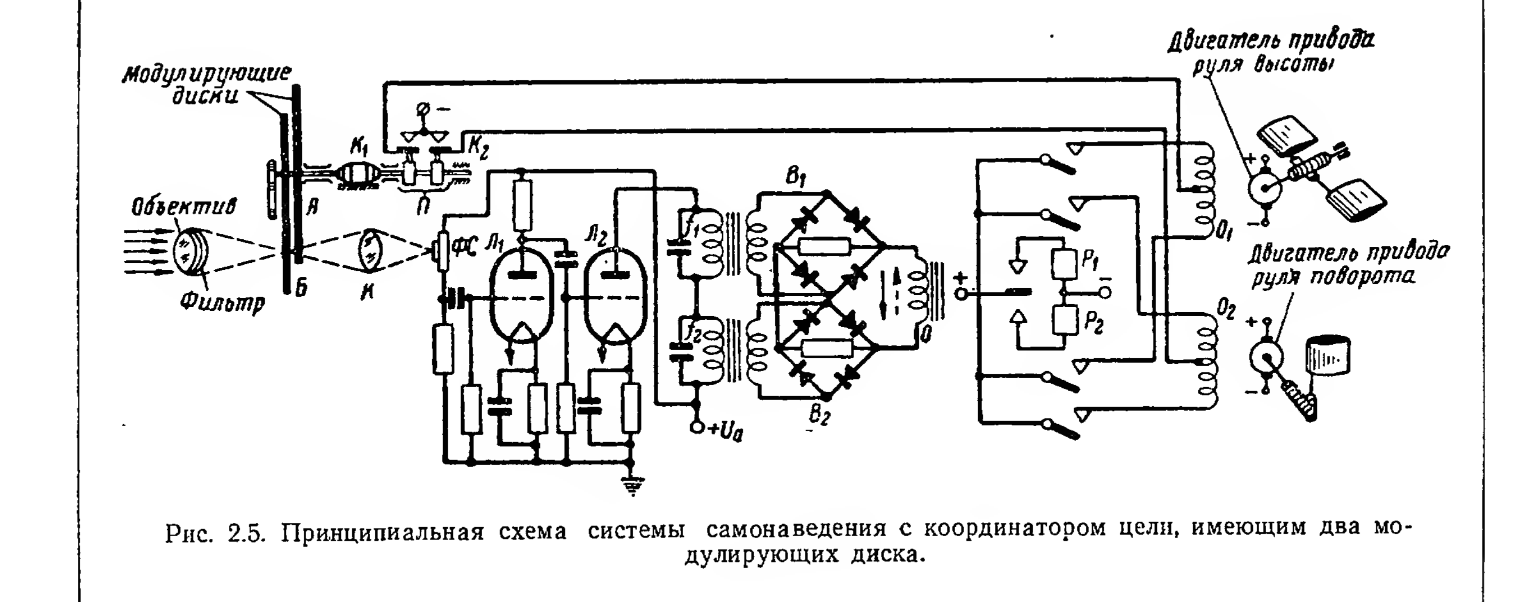


Рис. 2.5. Принципиальная схема системы самонаведения с координатором цели, имеющим два модулирующих диска.

правлении, указанном сплошной стрелкой. Нетрудно видеть, что при модуляции лучистого потока с частотой f_2 будет работать выпрямительный мост B_2 и ток по обмотке поляризованного реле будет протекать в направлении, указанном штриховой стрелкой.

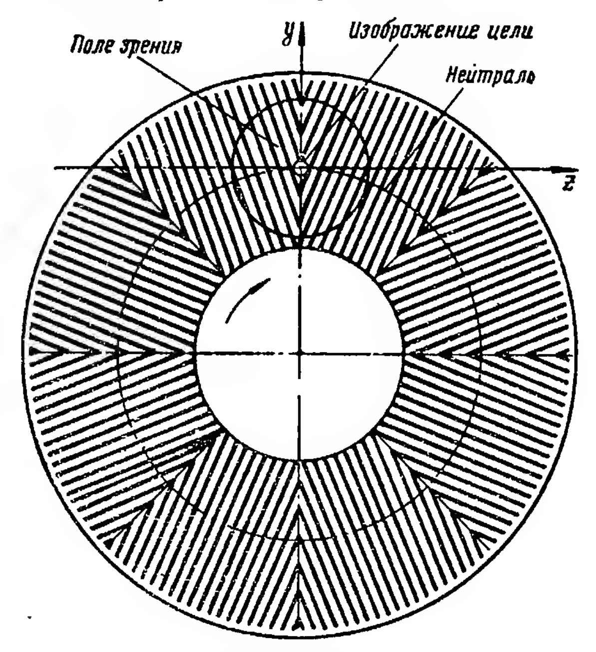


Рис. 2.6. Модулирующий диск, обеспечивающий получение линейного закона управления в системе самонаведения.

В зависимости от направления тока в обмотке поляризованного реле включаются силовые реле P_1 или P_2, контакты которых замыкают цепи соответствующих управляющих обмоток O_1 и O_2. Минусовая цепь источника тока подключается к обмоткам приводов рулей через контакты K_1 и K_2, управляемые кулачковым переключателем $П$, установленным на оси привода модулирующих дисков. Благодаря этому включается та или иная обмотка приводов рулей в зависимости от того, каким диском модулируется лучистый поток.

Рассмотренная схема обеспечивает нелинейный закон управления рулями, при котором угол отклонения рулей не зависит от угла рассогласования. Подобный закон управления не всегда является наилучшим с точ-

ки зрения динамики процесса самонаведения. Однако в этом случае система самонаведения получается весьма простой за счет использования релейного привода рулей.

Во многих случаях оказывается целесообразным использовать систему, в которой угол отклонения рулей зависит не только от знака, но и от величины угла рассогласования (система самонаведения с линейным законом управления). В такой системе напряжение на выходе координатора цели (напряжение рассогласования) должно зависеть не только от знака, но и от величи-

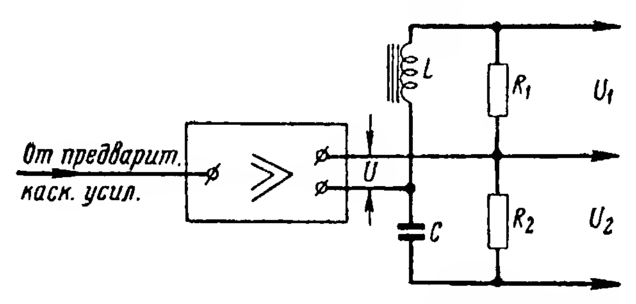


Рис. 2.7. Схема частотного дискриминатора с индуктивным и емкостным сопротивлениями.

ны угла рассогласования. Оказывается этого легко достичь, если применить модулирующий диск, изображенный на рис. 2.6 [22].

Диск разделен на восемь секторов, каждый из которых имеет одинаковое число непрозрачных полос, причем центральная полоса каждого сектора направлена по радиусу. При вращении диска лучистый поток модулируется с частотой тем большей, чем больше расстояние от изображения цели до центра диска, ибо число модулирующих полос возрастает в направлении от центра к периферии диска.

Для выделения напряжения рассогласования используется частотный дискриминатор, одна ветвь которого представляет индуктивное, а другая — емкостное сопротивления (рис. 2.7). Параметры элементов дискриминатора подбираются таким образом, чтобы для тока частоты ω_0 реактивные сопротивления обеих ветвей были одинаковыми. Если на вход дискриминатора подать модулированное напряжение U, то на выходе его получим два напряжения U_1 и U_2, которые при частоте ω_0 входного напряжения равны между собой.

Пусть теперь частота модуляции изменяется вследствие того, что изображение цели сходит с центра фокальной плоскости, совпадающей с точкой пересечения нейтральной линии диска с осью y (рис. 2.6). Если изображение цели перемещается к периферии диска (частота модуляции возрастает), то падение напряжения U_1 на сопротивлении R_1 (цепь с индуктивностью) уменьшается, а падение напряжения U_2 на сопротивлении R_2 (цепь с емкостью) увеличивается. Если изображение цели перемещается к центру диска (частота модуляции падает), то, наоборот, падение напряжения U_1 на сопротивлении R_1 увеличивается, а падение напряжения U_2 на сопротивлении R_2 уменьшается.

В самом деле, на вход усилителя фототока подается последовательность импульсов длительностью τ. На выходе дискриминатора амплитуды первых гармоник определяются равенствами

$$\left.\begin{aligned} U_1 &= \frac{2}{\pi} U_m \frac{\sin \frac{\pi}{t_{\text{повт}}} \tau}{\sqrt{\omega^2 L^2 + R_1^2}} R_1, \\ U_2 &= \frac{2}{\pi} U_m \frac{\sin \frac{\pi}{t_{\text{повт}}} \tau}{\sqrt{\frac{1}{\omega^2 C^2} + R_2^2}} R_2, \end{aligned}\right\} \qquad (2.1а)$$

где U_m — амплитуда импульсов на выходе усилителя;
$t_{\text{повт}}$ — период повторения импульсов;
ω — круговая частота.

Так как $\tau = \frac{t_{\text{повт}}}{2}$, то

$$\left.\begin{aligned} U_1 &= \frac{2}{\pi} R_1 \frac{U_m}{\sqrt{\omega^2 L^2 + R_1^2}}, \\ U_2 &= \frac{2}{\pi} R_2 \frac{U_m}{\sqrt{\frac{1}{\omega^2 C^2} + R_2^2}}. \end{aligned}\right\} \qquad (2.1б)$$

Кривые зависимостей U_1 и U_2 от частоты приведены на рис. 2.8. Точка пересечения кривых соответствует частоте модуляции ω_0. В некотором интервале вблизи этой точки ход обеих кривых можно считать линейным, т. е. результирующее выходное напряжение координатора

$U_к = U_1 - U_2$ оказывается пропорциональным частоте модуляции лучистого потока, которая, в свою очередь, пропорциональна углу рассогласования.

Для той же цели может быть использован частотный дискриминатор с двумя фильтрами (рис. 2.9). Точка пересечения кривых избирательности фильтров соответствует частоте ω_0. В некотором интервале вблизи этой точки частотные характеристики фильтров можно представить отрезками прямых (рис. 2.10). В этом случае результирующее напряжение на выходе дискриминатора пропорционально углу рассогласования. Недостатком рассмотренного модулирующего диска является скачкообразное изменение частоты модуляции лучистого потока при плавном изменении угла рассогласования.

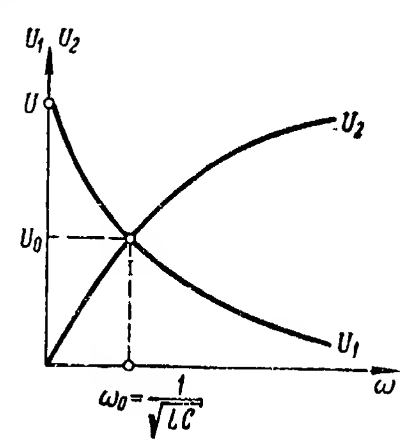


Рис. 2.8. Кривые изменения выходных напряжений частотного дискриминатора.

При проектировании модулирующих дисков ширину полос следует выбирать такой, чтобы обеспечивалась полная глубина модуляции лучистого потока, т. е. изображение цели в плоскости диска должно полностью пе-

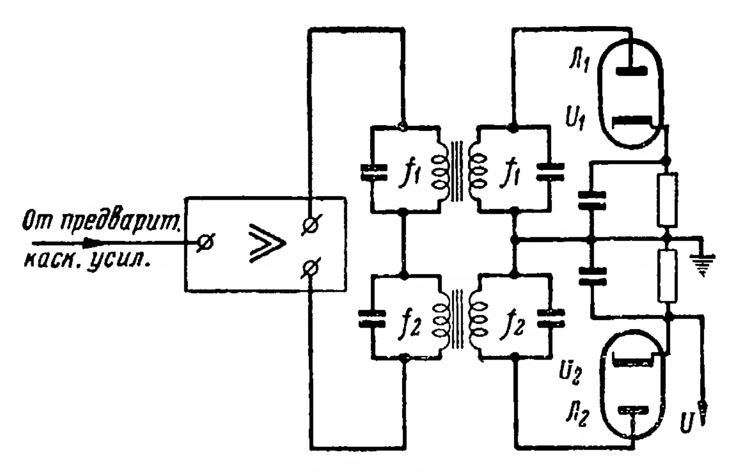


Рис. 2.9. Схема частотного дискриминатора с двумя фильтрами.

рекрываться одной полосой. Следует иметь в виду, что размеры изображения цели не остаются постоянными, а увеличиваются по мере приближения управляемого снаряда к цели, поэтому условие 100%-ной модуляции потока выполняется лишь на определенных дальностях.

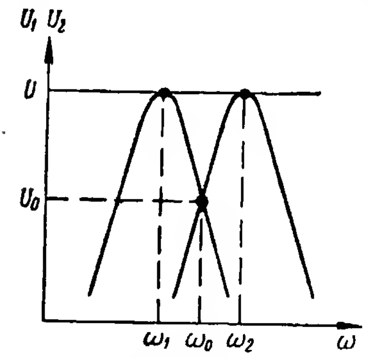


Рис. 2.10. Частотные характеристики фильтров.

При значительных расстояниях между снарядом и целью изображение последней в фокальной плоскости представляется в виде пятна остаточных аберраций, которое для современных оптических систем имеет размеры: в центре поля зрения — 0,1÷0,3 *мм*, а на краю поля зрения — 0,7÷1,0 *мм*. Принимая ширину полосы модулирующего диска равной диаметру пятна остаточных аберраций, можно определить число полос m или угловую скорость n *об/мин* вращения диска:

$$n = \frac{60}{m} f_м, \tag{2.2}$$

где $f_м$ — заданная частота модуляции лучистого потока.

В оптических координаторах цели, основанных на частотном принципе, очень важно, чтобы угловая скорость вращения модулирующего диска была стабильной, поэтому электродвигатели привода диска должны иметь регуляторы скорости. Для того чтобы вибрации двигателя не передавались модулирующему диску и не вызывали явления «плавания» частоты, двигатель желательно амортизировать, а зубчатое колесо, сидящее на одной оси с диском, изготовлять из бакелита или текстолита.

2. КООРДИНАТОРЫ ЦЕЛИ, ОСНОВАННЫЕ НА ФАЗОВОМ ПРИНЦИПЕ

В координаторах цели данного типа угол рассогласования определяется величиной сдвига по фазе сигналов фототока, вызванных излучением цели относительно «опорных» сигналов, характеризующих начало отсчета.

Одна из схем координатора цели, основанного на фазовом принципе, изображена на рис. 2.11 [26]. Здесь

в качестве анализирующего устройства используются два диска, вращающиеся в одном направлении, но с различными скоростями. Один диск имеет вырез в виде сектора, а другой — в виде спиральной щели. При вращении дисков производится последовательный просмотр (развертка) местности в определенном порядке. При этом величина тока в цепи приемника лучистой энергии,

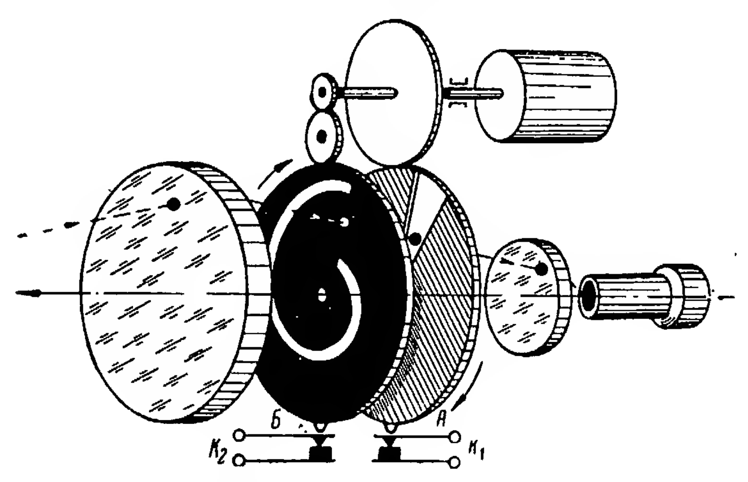


Рис. 2.11. Схема координатора цели, основанного на фазовом принципе (фирма Reinmetal-Borsig).

расположенного за дисками, соответствует различным интенсивностям излучения просматриваемых объектов местности.

Положение изображения цели, характеризуемое полярными координатами (ρ, $\varphi_{фаз}$), определяется следующим образом. Предположим, что диск *А* с секторным вырезом и диск *Б* со спиральным вырезом в исходном положении расположены так, как показано на рис. 2.11. В этом положении кулачок диска *А* замыкает контакты $К_1$, а кулачок диска *Б* — контакты $К_2$; в цепях этих контактов возникают импульсы тока, характеризующие начальную фазу (начало отсчета).

При вращении дисков наступит момент, когда секторный вырез диска *А* и спиральный вырез диска *Б* совпадут с изображением цели. В этот момент в цепи приемника лучистой энергии возникнет так называемый рабочий импульс, вызванный воздействием излучения цели. Очевидно, сдвиг по фазе между рабочим и опорным импульсом контактов $К_1$ (диска *А*) будет характеризовать

координату ρ, а сдвиг по фазе рабочего импульса относительно опорного импульса контактов K_2 (диска *Б*) — координату $\varphi_{фаз}$.

Подобный координатор цели был разработан фирмой Reinmetal-Borsig в Бреслау и предназначался для зенитного управляемого снаряда «Рейнтохтэр». Частота раз-

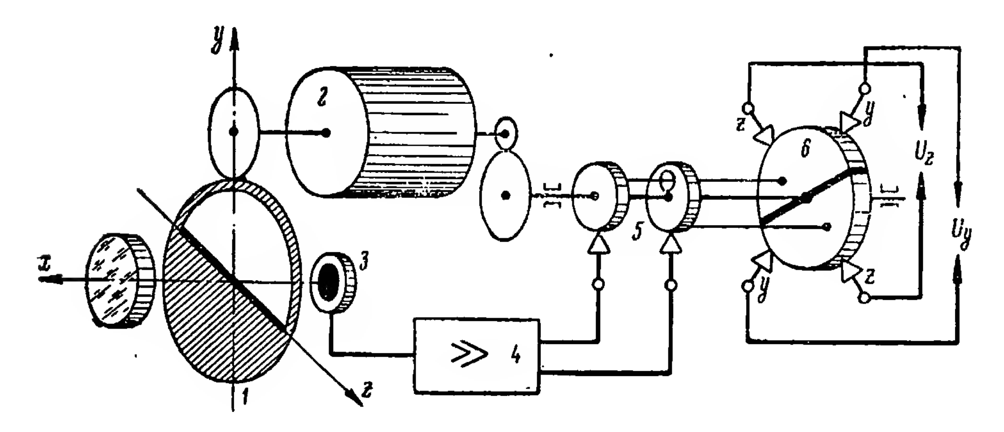


Рис. 2.12. Схема координатора цели, основанного на фазовом принципе (фирма Elektroakustik-ELAC):

1 — модулирующий диск; *2* — электродвигатель; *3* — приемник лучистой энергии; *4* — резонансный усилитель; *5* — кольца; *6* — коллектор.

вертки составляла 10 *гц*; угол поля зрения ±2,5°; дальность действия около 3 *км*; вес прибора 3 *кг* [26].

На рис. 2.12 приведена еще одна схема координатора цели [26], основанного на фазовом принципе. В фокальной плоскости объектива помещен модулирующий диск *1*, представляющий собой круглую металлическую пластину с вырезом в 180°. Диск приводится во вращение с постоянной угловой скоростью при помощи маломощного электродвигателя *2*.

При вращении диска лучи, идущие от цели, периодически перекрываются, в результате чего в цепи приемника лучистой энергии *3*, расположенного за диском, возникают импульсы тока. Резонансный усилитель *4* выделяет первую гармонику фототока, фаза которой зависит от положения изображения цели в фокальной плоскости.

Синхронно с модулирующим диском вращается коммутатор, состоящий из колец *5* и коллектора *6*. По кольцам скользят щетки, на которые подается напряжение

с выхода усилителя; на коллектор наложены четыре диаметрально расположенные щетки, с которых снимаются выходные напряжения координатора. Коммутатор осуществляет разделение напряжения рассогласования на выходе усилителя фототока по двум каналам управления снарядом.

Со щеток *уу* коллектора напряжение подается в приводы рулей, управляющих движением снаряда в продольной плоскости, а со щеток *zz* — в приводы рулей, управляющих движением снаряда в поперечной плоскости.

Предположим, что изображение цели сдвинуто по оси *у* вверх относительно центра фокальной плоскости так, что угол фазирования $\varphi_{фаз}$ равен $\frac{\pi}{2}$ (рис. 2.13). Тогда при вращении модулирующего диска в цепи приемника лучистой энергии возникнут импульсы тока в соответствии с диаграммой, показанной на рис. 2.13,*а*. Первый импульс начнется одновременно с началом вращения модулирующего диска и закончится после того, как диск повернется на угол $\alpha=\pi$; второй импульс начнется при повороте диска на угол $\alpha=2\pi$ и закончится при $\alpha=3\pi$ и т. д.

Первая гармоника $U_{ус}$ сигнала на выходе усилителя изображена на рис. 2.13,*б*. Вследствие наличия коллектора, вращающегося синхронно с модулирующим диском, напряжения, снимаемые со щеток коллектора, имеют вид, представленный на рис. 2.13,*в* и *г*. Постоянная составляющая напряжения U_z равна нулю, а постоянная составляющая напряжения U_y используется для воздействия на приводы рулей, управляющих движением снаряда в продольной плоскости.

При смещении изображения цели по оси *z* вправо относительно центра фокальной плоскости (угол фазирования $\varphi_{фаз}$ равен нулю) импульсы фототока будут формироваться в соответствии с рис. 2.13,*д*. Графики изменения напряжения $U_{ус}$ на выходе усилителя фототока и напряжений U_y и U_z, снимаемых со щеток коллектора, представлены на рис. 2,13,*е*, *ж*, *з* соответственно. В этом случае постоянная составляющая напряжения U_y равна нулю, а постоянная составляющая напряжения U_z используется для воздействия на приводы рулей, управляющих движением снаряда в поперечной плоскости.

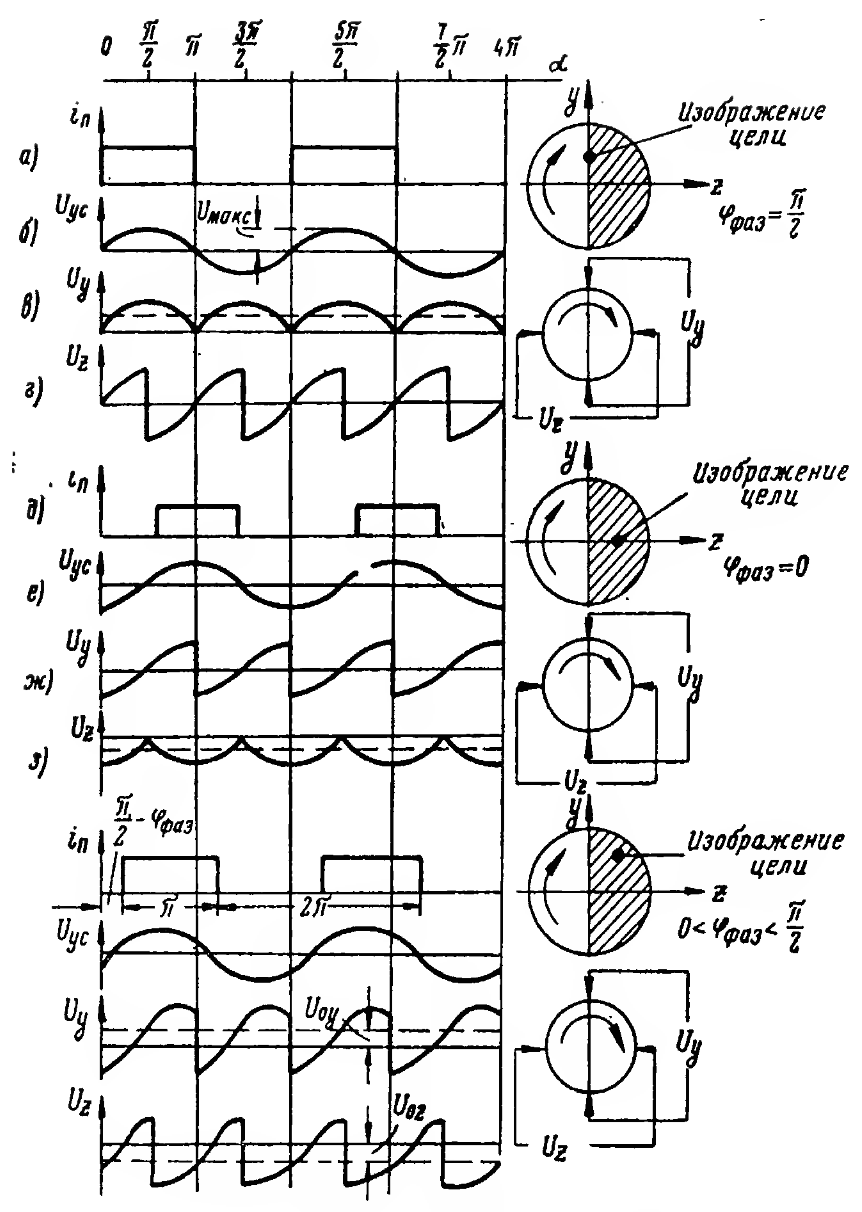


Рис. 2.13. Графики формирования сигналов.

При смещении изображения цели одновременно вправо и вверх постоянные составляющие напряжений U_y и U_z будут равны

$$\left.\begin{aligned} U_{0y} &= \frac{1}{\pi}\int\limits_{0}^{\pi} U_{\text{макс}} \sin\left[\alpha - \left(\frac{\pi}{2} - \varphi_{\text{фаз}}\right)\right] d\alpha = \\ &= \frac{2U_{\text{макс}}}{\pi} \sin \varphi_{\text{фаз}}, \\ U_{0z} &= -\frac{1}{\pi}\int\limits_{\frac{\pi}{2}}^{3/2\pi} U_{\text{макс}} \sin\left[\alpha - \left(\frac{\pi}{2} - \varphi_{\text{фаз}}\right)\right] d\alpha = \\ &= -\frac{2U_{\text{макс}}}{\pi} \cos \varphi_{\text{фаз}}, \\ &\left(0 \leqslant \varphi_{\text{фаз}} \leqslant \frac{\pi}{2}\right). \end{aligned}\right\} \quad (2.3)$$

Таким образом, рассмотренный координатор цели выдает сигналы, зависящие только от знака (но не от величины) угла рассогласования.

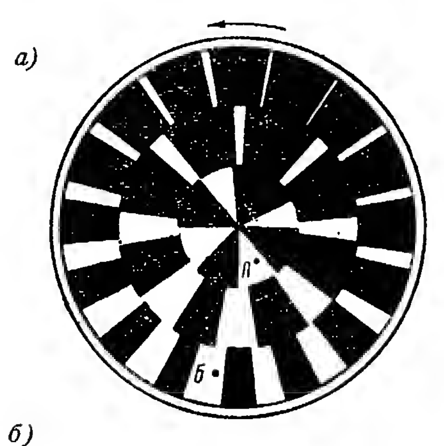
Если угол рассогласования равен нулю (изображение цели находится в точке пересечения оптической оси с центром модулирующего диска), в цепи приемника лучистой энергии будет протекать постоянный ток, так как при вращении модулирующего диска все время будет открыта половина изображения цели. В этом случае постоянные составляющие напряжений U_y и U_z будут равны нулю, т. е. команды в приводы рулей поданы не будут.

Подобный координатор под шифром «Гамбург» был разработан фирмой Elektroakustik в Киле и Намслау и предназначался для зенитных управляемых снарядов типа «Вассэрфаль». Координатор имел следующие параметры [26]: диаметр зеркального объектива 250 *мм*; угол поля зрения 6°; количество электронных ламп 6; вес около 10 *кг*; дальность действия 3 *км*.

В качестве следующего примера координатора цели, основанного на фазовом принципе, взят координатор, используемый в управляемом снаряде класса «воздух — воздух» типа «Файрстрик» (Англия) [43].

Оптическая система координатора выполнена по схеме, изображенной на рис. 2.14,*б*, и состоит из первично-

го вогнутого зеркала, вторичного плоского зеркала и конденсора. В фокальной плоскости расположен вращающийся диск с растрами (рис. 2.14,*а*), модулирующий лучистый поток с частотой, зависящей от величины смещения изображения от центра диска (т. е. от угла рассогласования).



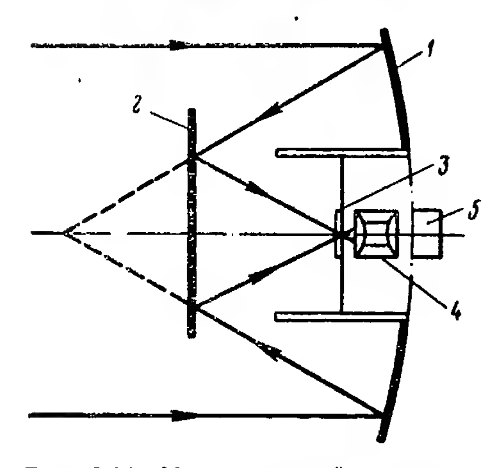


Рис. 2.14. Модулирующий диск координатора цели снаряда «Файрстрик» (*а*) и оптическая схема координатора цели (*б*), основанного на фазовом принципе (управляемый снаряд «Файрстрик»):

1 — первичное зеркало; *2* — вторичное зеркало; *3* — модулирующий диск; *4* — корригирующая линза; *5* — фотосопротивление.

Число прямоугольных импульсов тока на выходе фотосопротивления, размещенного за корригирующей линзой, является, таким образом, функцией угла рассогласования. Для того чтобы эту функцию сделать более плавной, число концентрических поясов с растрами на модулирующем диске, а следовательно, и число ступеней частоты может быть сделано большим по сравнению с тем, как изображено на рис. 2.14,*а*. При угле рассогласования, равном нулю, частота выходного сигнала становится минимальной или равной нулю.

Дополнительная периодическая частотная модуляция создается за счет того, что растры на модулирующем диске асимметричны — непрозрачные растры шире на одной половине, чем на другой. Эта модуляция преобразуется в синусоидальный сигнал, фаза которого определяется углом

фазирования, т. е. положением плоскости рассогласования.

Сравнение синусоидального сигнала с напряжениями опорного генератора производится на фазовом дискриминаторе, который разделяет управляющий сигнал по двум каналам.

На рис. 2.15 представлен характер выходных сигналов при двух положениях изображения цели на модули-

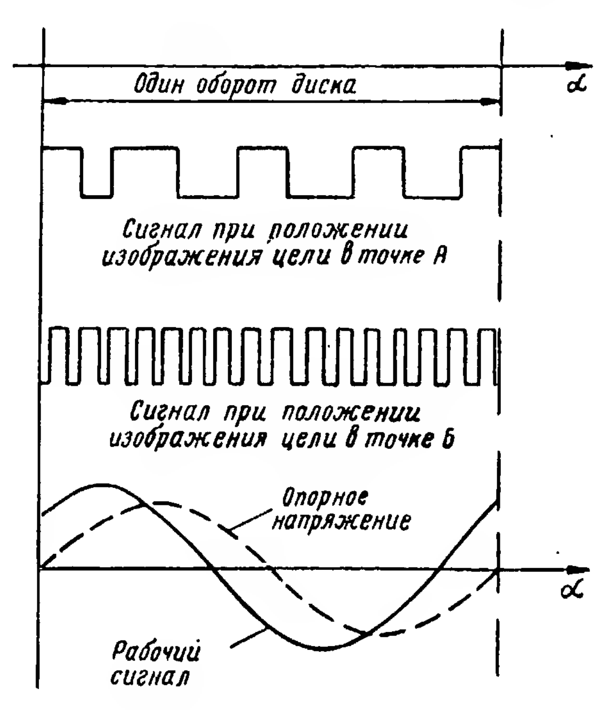


Рис. 2.15. Графики формирования сигналов.

рующем диске, обозначенных буквами *А* и *Б* на рис. 2.14,*а*.

Детали электронной схемы координатора крепятся между печатными схемами в герметизированном цилиндре. Пространство между ними заполнено смолой. Этот метод монтажа обеспечивает высокую надежность, но при нем трудно устранять неполадки и производить регулировку отдельных узлов.

Недостаток рассмотренной конструкции координатора заключается в сложности модулирующего диска, материал которого должен быть достаточно прочным, про-

зрачным для инфракрасных лучей и пригодным для применения микротравления.

Модулирующие диски подобно изображенному на рис. 2.14,*а*, позволяют получить частотно-модулированный сигнал. Поскольку такие диски используются и в других координаторах, рассмотрим основные соотношения, имеющие место при данном виде модуляции лучистого потока.

Если угловая ширина секторов, на которые разделен модулирующий диск, изменяется синусоидально в зависимости от угла фазирования, то частотно-модулированный сигнал можно представить в виде

$$f(t) = A_0 \sin(2\pi f_{\text{н}} t + M \sin 2\pi f_{\text{м}} t), \qquad (2.4)$$

где A_0 — среднее квадратическое значение амплитуды переменной составляющей модулированного сигнала;

$f_{\text{н}}$ — несущая частота;

$f_{\text{м}}$ — частота модуляции;

M — так называемый индекс модуляции, равный отношению $\frac{\Delta f_{\text{макс}}}{f_{\text{м}}}$;

$\Delta f_{\text{макс}}$ — ширина полосы частот.

Можно показать [46], что уравнение (2.4) эквивалентно выражению

$$\begin{aligned} f(t) = A_0 \{ & J_0(M) \sin 2\pi f_{\text{н}} t + J_1(M) [\sin 2\pi (f_{\text{н}} + \\ & + f_{\text{м}}) t - \sin 2\pi (f_{\text{н}} - f_{\text{м}}) t] + J_2(M) [\sin 2\pi (f_{\text{н}} + \\ & + 2f_{\text{м}}) t + \sin 2\pi (f_{\text{н}} - 2f_{\text{м}}) t] + J_3(M) [\sin 2\pi (f_{\text{н}} + \\ & + 3f_{\text{м}}) t - \sin 2\pi (f_{\text{н}} - 3f_{\text{м}}) t] + \ldots \}, \end{aligned} \qquad (2.5)$$

где $J_n(M)$ — функция Бесселя первого рода n-го порядка аргумента M.

Если предположить, что данный модулированный сигнал рассеивается на единичном сопротивлении, то мощность по каждой спектральной составляющей равна квадрату ее амплитуды.

Обозначим через $(f_{\text{н}} + nf_{\text{м}})$ и $(f_{\text{н}} - nf_{\text{м}})$ n-ю пару гармоник; тогда средняя квадратическая амплитуда каж-

дой гармоники равна $\dot{A}_0\dot{J}_n(M)$, а мощность, приходящаяся на данную пару гармоник, составляет

$$P_n = 2\,[J_n(M)]^2. \tag{2.6}$$

Полная мощность равна сумме мощностей отдельных составляющих частоты:

$$P = \sum_{n=1}^{\infty} P_n = 2\sum_{=1}^{\infty} [J_n(M)]^2. \tag{2.7}$$

Параметр P характеризует полную (пригодную для использования) мощность сигнала в пределах бесконечно широкой полосы частот.

Обозначим через $P_ш$ мощность шумов в полосе частот $\Delta f_1 = 2f_м$; если предположить, что в данном случае мы имеем дело с белым шумом, то произведение $nP_ш$ выражает эффективную мощность шумов в полосе шириной $n\Delta f_1$.

Для нахождения оптимальной полосы частот $n_{опт}\Delta f_1$ при заданном индексе модуляции M нужно для каждого значения M определить такую величину n, при которой выполняется условие

$$\frac{P_n}{nP_ш} = 2\sum_{n=1}^{\infty} \frac{[J_n(M)]^2}{nP_ш} = \max. \tag{2.8}$$

Решение уравнения (2.8) позволяет построить зависимость отношения мощностей сигнала и шума от индекса модуляции M, приведенную на рис. 2.16,*а*. Согласно графику оптимальная величина M равна 1,8. При выборе индекса модуляции, отличающегося от оптимального, эффективность системы резко падает.

Если предположить, что отношение мощностей сигнал/шум немодулированного сигнала равно единице, то при индексе модуляции $M = 1{,}8$ отношение мощностей сигнал/шум модулированного сигнала будет составлять 0,676, а отношение напряжений сигнал/шум составит 0,822 (с учетом коэффициента 0,45, характеризующего переход от постоянного сигнала к средним квадратическим значениям при вычислении эквивалентной мощности шумов).

Представляется целесообразным получить аналогичные соотношения для амплитудно-модулированного синусоидального сигнала, показанного на рис. 2.16,*б*. Сигнал такого типа может быть получен с помощью моду-

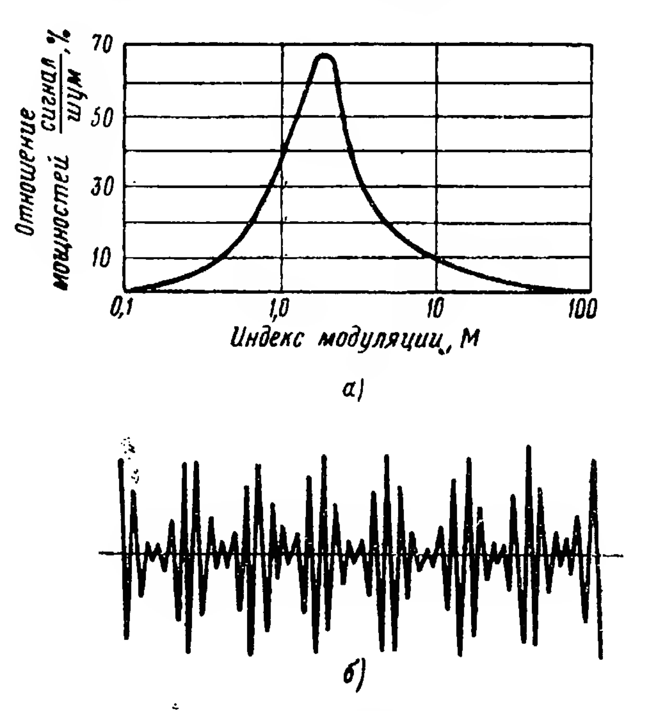


Рис. 2.16. График, определяющий оптимальную величину индекса модуляции (*а*) и амплитудно-модулированный синусоидальный сигнал (*б*).

лирующего диска, прозрачность которого описывается уравнением вида

$$f(t)=\frac{A_0}{2}(1+\cos 2\pi f_{м}t)\cos 2\pi f_{н}t. \qquad (2.9)$$

Это уравнение может быть приведено к следующему виду [46]:

$$f(t)=\frac{A_0\cos 2\pi f_{н}t}{2}+\frac{A_0\cos 2\pi(f_{н}-f_{м})t}{4}+$$
$$+\frac{A_0\cos 2\pi(f_{н}+f_{м})t}{4}. \qquad (2.10)$$

Формула (2.10) показывает, что спектр сигнала содержит три составляющие: $f_н$, $(f_н - f_м)$ и $(f_н + f_м)$. Амплитуды этих составляющих равны соответственно $\frac{A_0}{2}$, $\frac{A_0}{4}$ и $\frac{A_0}{4}$. Мощность, заключенная в модулированном сигнале рассматриваемого вида (при сохранении ранее сделанных предположений), равна

$$\left(\frac{A_0}{2}\right)^2 + \left(\frac{A_0}{4}\right)^2 + \left(\frac{A_0}{4}\right)^2 = \frac{3}{8} A_0^2 .$$

Таким образом, при наложении модуляции на несущую частоту теряется $^5/_8$ мощности, содержащейся в немодулированном сигнале.

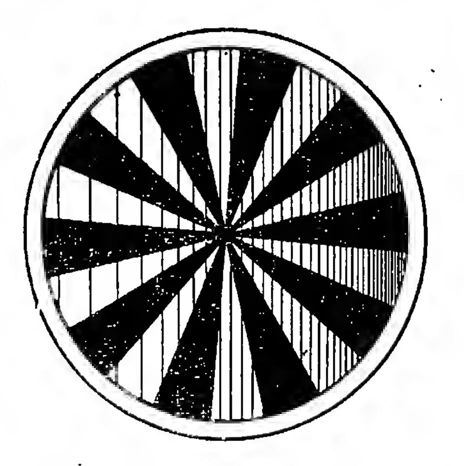


Рис. 2.17. Модулирующий диск координатора цели ракеты V-2 (Германия).

Из уравнения (2.10) следует, что частотный спектр рассматриваемого сигнала содержит только одну пару гармоник, причем на нее приходится лишь 12,5% мощности немодулированной несущей частоты. Поскольку несущая составляющая спектра не содержит полезной информации, можно считать, что отношение мощностей сигнал/шум после модуляции составляет 0,125, а отношение напряжений сигнал/шум равно 0,35.

Рассмотрим принцип устройства координатора цели, использованного при исследованиях излучения Солнца с помощью ракеты V-2 [45].

Координатор состоит из следующих элементов: приемного зеркала, модулирующего диска, приемника лучистой энергии, усилителя с автоматической регулировкой усиления, генератора опорных напряжений, фазового дискриминатора и усилителя постоянного тока.

Модулирующий диск (рис. 2.17) выполнен из оптического материала, прозрачность которого от одного края к другому меняется по закону клина. Кроме того,

на диске нанесено десять непрозрачных радиальных полос. Диск вращается при помощи серводвигателя со скоростью 40 *об/сек.*

При расположении цели на оси координатора (угол рассогласования равен нулю) изображение цели находится в центре модулирующего диска и модуляция излучения отсутствует. Если изображение цели смещается от центра, радиальные полосы диска начинают модулировать лучистый поток с частотой 400 *гц*. Кроме того, за счет неравномерной прозрачности диска эта несущая частота дополнительно модулируется по синусоидальному закону с частотой вращения диска (40 *гц*). Глубина модуляции будет зависеть от величины смещения изображения цели от центра диска, т. е. от величины угла рассогласования. Таким образом, на выходе приемника лучистой энергии возникает сигнал, промодулированный двумя частотами — несущей и огибающей: первая используется для автоматической регулировки усиления сигнала, а вторая — для определения угла рассогласования.

Определение составляющих угла рассогласования в двух взаимно перпендикулярных плоскостях (по двум каналам управления) производится с помощью генератора опорных напряжений и фазового дискриминатора. Ротор генератора вращается синхронно с модулирующим диском. Генератор вырабатывает два синусоидально изменяющихся напряжения с частотой огибающей сигнала, сдвинутых по фазе на угол 90°.

Принципиальная схема фазового дискриминатора (для одного из каналов управления) представлена на рис. 2.18. Он собран на двух триодах $Л_1$ и $Л_2$, на аноды которых подается одно из напряжений, вырабатываемых генератором опорных напряжений. Напряжение с выхода усилителя фототока подается на сетки ламп через трансформатор (в противофазе). Сопротивления R_1, R_2 и конденсаторы C_1, C_2 образуют фильтры, выделяющие постоянные составляющие сигналов на выходе дискриминатора. Режим работы ламп $Л_1$ и $Л_2$ выбран таким, что они заперты, когда напряжение на сетках отрицательное (за счет постоянно приложенного отрицательного смещения U_c).

Если предположить, что напряжение на сетке лампы совпадает по фазе с анодным напряжением, а напряже-

ние на сетке лампы $Л_2$ находится в противофазе с анодным напряжением, то лампа $Л_1$ будет пропускать ток при положительных полупериодах анодного напряжения, а лампа $Л_2$ будет все время заперта.

На рис. 2.19 изображен характер формирующихся сигналов на выходе фазового дискриминатора (по одно-

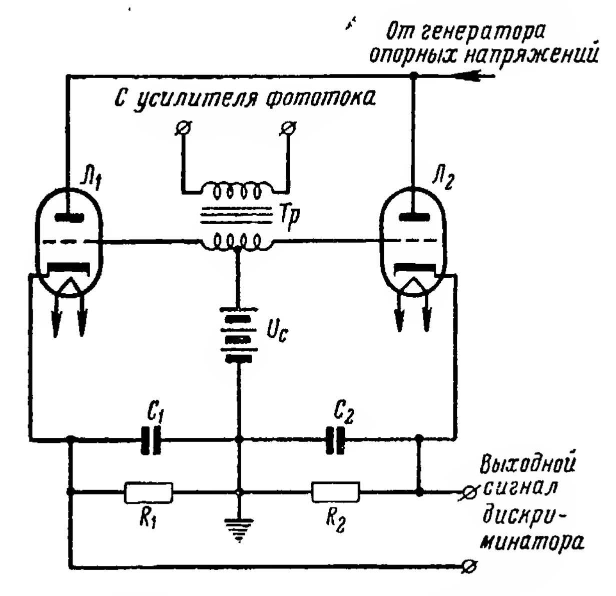


Рис. 2.18. Схема фазового дискримииатора.

му из каналов) при двух положениях изображения цели на модулирующем диске. Приняты следующие обозначения:

U_a — опорное напряжение, подаваемое на аноды ламп $Л_1$ и $Л_2$;

U_{c1} и U_{c2} — напряжения на сетках ламп $Л_1$ и $Л_2$;

i_{a1} и i_{a2} — анодные токи ламп $Л_1$ и $Л_2$;

U_z — выходное напряжение фазового дискриминатора.

Величина выходного напряжения U_z зависит от величины угла рассогласования, а полярность — от направления смещения цели от оси координатора.

В действительности фазовый дискриминатор состоит из двух совершенно одинаковых схем, подобно изобра-

женным на рис. 2.18, так что с выхода дискриминатора снимаются два напряжения U_y и U_z, линейно зависящие от составляющих $\varphi_{\text{рас}\,y}$ и $\varphi_{\text{рас}\,z}$ угла рассогласования. Точность определения величин $\varphi_{\text{рас}\,y}$ и $\varphi_{\text{рас}\,z}$ порядка 30 угловых минут.

На рис. 2.20,*а* изображен модулирующий диск, аналогичный изображенному на рис. 2.17. Верхняя поло-

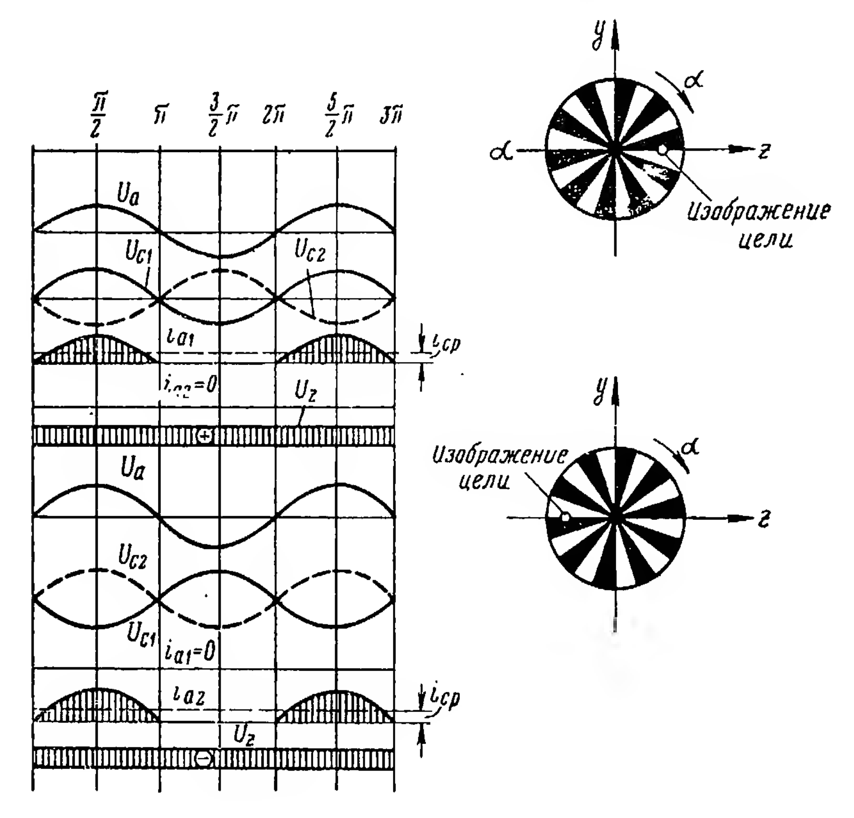


Рис. 2.19. Графики формирования сигналов.

вина диска состоит из чередующихся прозрачных и непрозрачных секторов, а нижняя наполовину прозрачна, т. е. пропускает 50% падающего излучения [48]. Модулирующий диск центрирован относительно оптической оси и вращается с постоянной угловой скоростью.

Если цель находится вне оптической оси, являющейся осью координатора, то с выхода приемника лучистой энергии будет сниматься сигнал, вид которого показан на рис. 2.20,*б*. Фаза сигнала зависит от положения изо-

бражения цели на модулирующем диске, т. е. от угла фазирования. Путем сравнения фазы выходного сигнала приемника с фазой опорного напряжения, генерируемого самой системой, можно получить соответствующий сигнал рассогласования.

Полупрозрачная половина модулирующего диска позволяет исключить неоднозначность в определении угло-

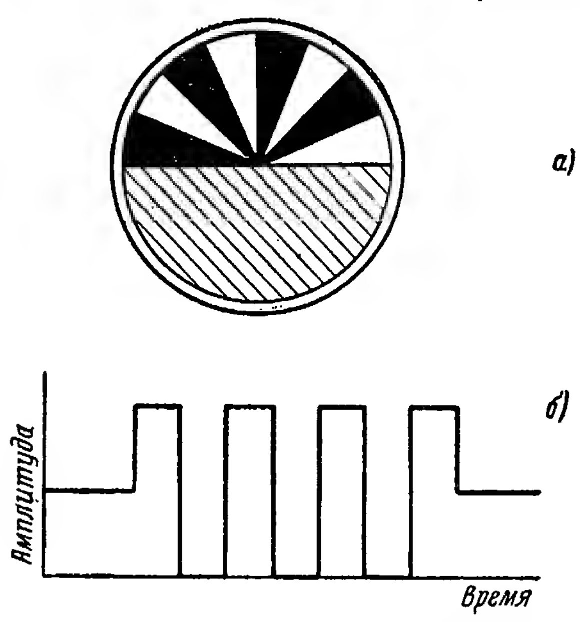


Рис. 2.20. Модулирующий диск, одна половина которого состоит из чередующихся прозрачных и непрозрачных секторов, а другая половина пропускает 50% излучения (*а*); форма сигнала на выходе приемника лучистой энергии (*б*).

вых координат цели (неизбежную в том случае, если бы диск состоял сплошь из чередующихся прозрачных и непрозрачных секторов). В модулирующем диске, изображенном на рис. 2.17, эта неоднозначность достигается за счет переменной прозрачности диска.

Так как цель имеет определенные размеры, а оптическая система имеет ограниченную разрешающую способность, изображение цели в плоскости модулирующего диска представляет собой не точку, а пятно конечных размеров. Вследствие этого амплитуда и форма выходного сигнала изменяются по мере увеличения угла рас-

согласования, характеризуемого величиной радиального смещения изображения цели от оптической оси.

Рассмотрим это явление более подробно. Поток лучистой энергии Ф, прошедший через модулирующий диск, выражается интегралом

$$\Phi = E \int_{(\sigma)} \tau(\varphi_{фаз})\, d\sigma, \tag{2.11}$$

где

E — освещенность изображения цели;

σ — площадь изображения цели;

$\tau(\varphi_{фаз})$ — прозрачность модулирующего диска, зависящая от угла фазирования $\varphi_{фаз}$.

Для модулирующего диска, состоящего из чередующихся прозрачных и непрозрачных секторов, функция $\tau(\varphi_{фаз})$ может быть выражена аналитически с помощью рядов Фурье следующим образом:

$$\tau(\varphi_{фаз}) = \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1-(-1)^n}{n\pi} \cos[nm(\varphi_{фаз} - \psi)], \tag{2.12}$$

где

m — число прозрачных (или непрозрачных) секторов;

ψ — угол, измеряемый в направлении против часовой стрелки начиная от опорной линии $\varphi_{фаз}$ и до середины первого прозрачного сектора.

Кроме того, в соответствии с обозначениями на рис. 2.21, имеем

$$d\sigma = \frac{\rho_1 + \rho_2}{2} d\varphi_{фаз} (\rho_2 - \rho_1); \tag{2.13}$$

ρ_1 и ρ_1 могут быть определены из очевидного соотношения

$$\delta^2 = \rho_0^2 + \rho^2 - 2\rho_0\rho \cos(\varphi_{фаз} - \varphi_{фаз0}),$$

откуда

$$\rho_{1,2} = \rho_0 \cos(\varphi_{фаз} - \varphi_{фаз0}) \pm \pm \sqrt{\rho_0^2 \cos^2(\varphi - \varphi_{фаз0}) - (\rho_0^2 - \delta^2)}. \tag{2.14}$$

В последнем равенстве ρ_1 — меньший из корней,

а ρ_2 — больший; δ — радиус изображения цели. Следовательно,

$$d\sigma = \frac{\rho_2^2 - \rho_1^2}{2} d\varphi_{фаз} = 2\rho_0 \cos(\varphi_{фаз} - \varphi_{фаз0}) \times$$
$$\times \sqrt{\rho_0^2 \cos^2(\varphi_{фаз} - \varphi_{фаз0}) - (\rho_0^2 - \delta^2)}\, d\varphi_{фаз}. \qquad (2.15)$$

Подставляя полученное значение $d\sigma$ в интеграл (2.11) и имея в виду, что

$$\left.\begin{aligned} \varphi_{фаз1} &= \varphi_{фаз0} - \arcsin\left(\frac{\delta}{\rho_0}\right), \\ \varphi_{фаз2} &= \varphi_{фаз0} + \arcsin\left(\frac{\delta}{\rho_0}\right), \end{aligned}\right\} \qquad (2.16)$$

находим

$$\Phi = 2\rho_0 E \int\limits_{\varphi_{фаз0} - \arcsin\left(\frac{\delta}{\rho_0}\right)}^{\varphi_{фаз0} + \arcsin\left(\frac{\delta}{\rho_0}\right)} \tau(\varphi_{фаз}) \cos(\varphi_{фаз} - \varphi_{фаз0}) \times$$
$$\times \sqrt{\rho_0^2 \cos^2(\varphi_{фаз} - \varphi_{фаз0}) - (\rho_0^2 - \delta^2)}\, d\varphi_{фаз}. \qquad (2.17)$$

Обозначая a_n коэффициент n-й гармоники разложения $\tau(\varphi_{фаз})$, имеем следующее приближенное выражение

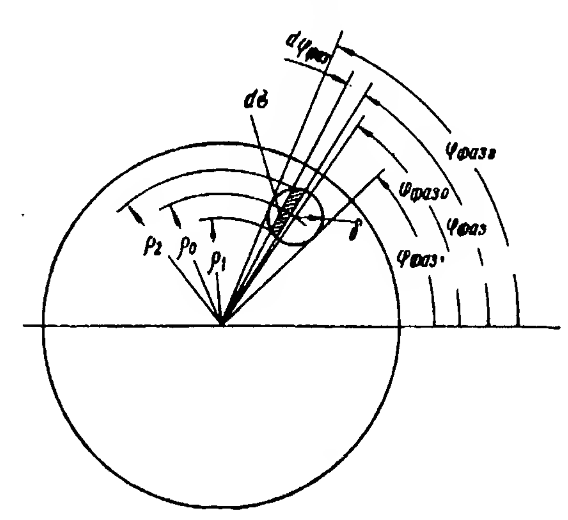


Рис. 2.21. К определению потока лучистой энергии, проходящего через модулирующий диск.

для лучистого потока Φ_n, прошедшего через модулирующий диск и обусловленного n-й гармоникой диска [48]:

$$\Phi_n \approx a_n 2\pi E \frac{\rho_0}{nm} \cos [nm(\varphi_{фазо} - \psi)] J_1\left(\frac{nm\delta}{\rho_0}\right). \qquad (2.18)$$

Как видим, изменение во времени потока Φ_n является синусоидальным. Амплитуда Φ_n зависит от расстояния ρ_0 между центром модулирующего диска и центром изображения цели.

На рис. 2.22 приведена зависимость

$$\frac{\rho_0}{nm\delta} J_1\left(\frac{nm\delta}{\rho_0}\right) = f\left(\frac{\rho_0}{nm\delta}\right),$$

которая показывает, что рассматриваемый модулирующий диск имеет в центре мертвую зону.

Принципиально размер мертвой зоны можно было бы сократить за счет уменьшения количества m прозрачных секторов диска, однако практически параметр m приходится сохранять достаточно большим для эффективного различения цели и фона. Поэтому модулирующий диск с рисунком в виде чередующихся прозрачных и непрозрачных секторов не может обеспечить высокую точность определения угловых координат цели при малых углах рассогласования.

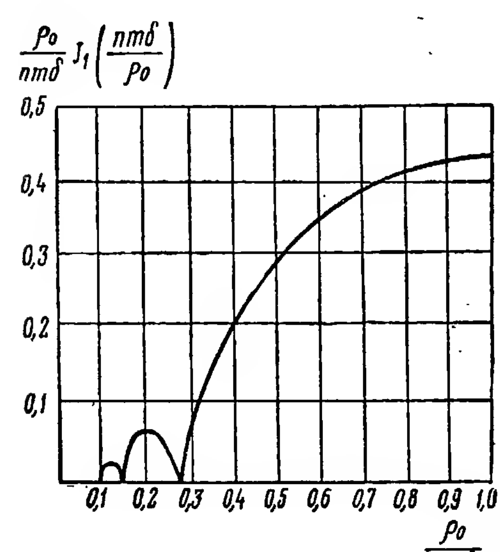


Рис. 2.22. График, объясняющий наличие мертвой зоны в центре модулирующего диска.

В заключение рассмотрим принцип действия и устройство координатора инфракрасной аппаратуры для обнаружения воздушных целей.

Аппаратура разработана фирмой ACF Industries и получила название CODES [8, 18].

Во всех координаторах цели, которые рассматривались выше, использовался один или два приемника лу-

чистой энергии и соответствующее число усилителей фототока. Это требует относительно громоздкой и сложной оптико-механической части координатора. Особенностью аппаратуры CODES является использование в ней мозаичного приемника, что упрощает оптико-меха-

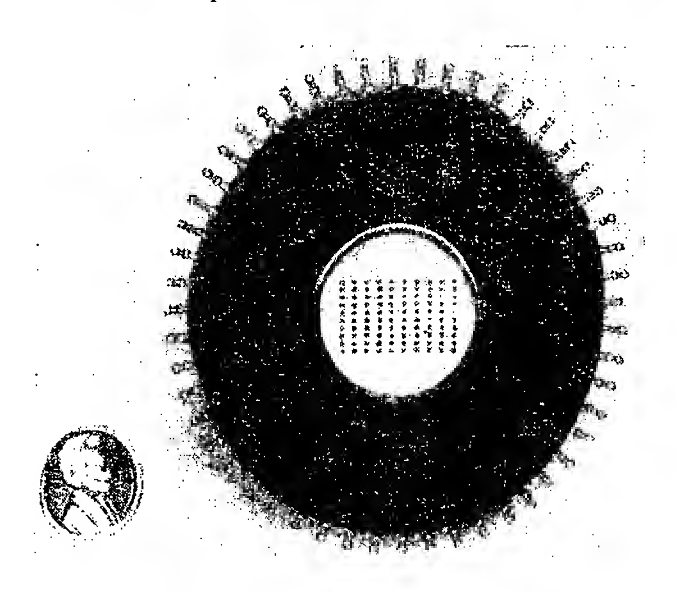


Рис. 2.23. Мозаичный приемник лучистой энергии, состоящий из 100 элементов.

ническую часть, но усложняет электронную часть за счет применения особых запоминающих и коммутирующих устройств.

На рис. 2.23 показан мозаичный приемник из 100 элементов. О размерах подобного приемника можно судить по тому, что мозаика из 169 элементов размещается на площади 0,76×0,76 *мм*. В системе CODES используется мозаичный приемник из 30 элементов.

Принцип работы аппаратуры CODES может быть пояснен с помощью рис. 2.24. Оптическая система прибора состоит из сканирующего отражателя *9*, приводимого в действие электродвигателем *8*, диафрагмы *6*, приемного зеркала *1* и корригирующей линзы *3*. В фокальной плоскости расположен 30-элементный приемник *4*, связанный с коммутатором *5*. На оси сканирующего зеркала установлен датчик опорных сигналов *7*.

Развертка пространства осуществляется следующим образом: сканирующее зеркало производит развертку по азимуту, а коммутирующее устройство осуществляет поочередное подключение элементов приемника, размещенных по вертикали, т. е. в направлении угла места цели.

Опорные сигналы вырабатываются датчиками, установленными на оси сканирующего зеркала и на оси двигателя, вращающего коммутатор. Первый датчик — по-

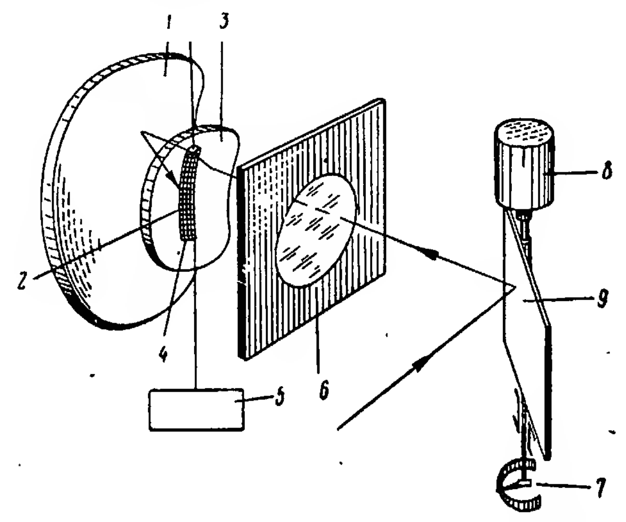


Рис. 2.24. Принцип устройства аппаратуры CODES:

1 — приёмное зеркало; *2* — сетка; *3* — корригирующая линза; *4* — приемник лучистой энергии; *5* — коммутатор; *6* — диафрагма с фильтром; *7* — датчик опорных сигналов; *8* — электродвигатель; *9* — сканирующее зеркало.

тенциометрического типа чувствительностью 0,2 *в/град* (постоянный ток); второй датчик выполнен по схеме с изменяющейся индуктивностью.

Диафрагма размещена в плоскости, проходящей через центр кривизны оптической системы; поэтому все лучи ориентированы меридионально. Отверстие диафрагмы закрыто интерференционным фильтром, пропускающим излучение в диапазоне длин волн от 1,8 до 2,7 *мк*.

На пути инфракрасных лучей между корригирующей линзой и приемником натянута сетка из нитей; плоскость сетки перпендикулярна к направлению проходящих через нее лучей. Габариты сетки 31,75 *мм*×3,81 *мм*;

число нитей 60; расстояние между нитями 0,0432 *мм*. При существующей скорости перемещения сканирующего зеркала сетка обеспечивает модуляцию лучистого потока с частотой 8 *гц*.

Схема коммутации сигналов с выхода элементов приемника представлена на рис. 2.25, где условно показано только три элемента. Сигнал с каждого элемента поступает на свое запоминающее устройство — колебательный контур *LC* ударного возбуждения высокой добротности. Тот элемент, который подвергся воздействию излучения цели, вызывает возбуждение контура. Колебания в контуре сохраняются в течение времени, достаточного для того, чтобы коммутатор мог «опросить» колебательный контур и подать сигнал на вход усилителя [8].

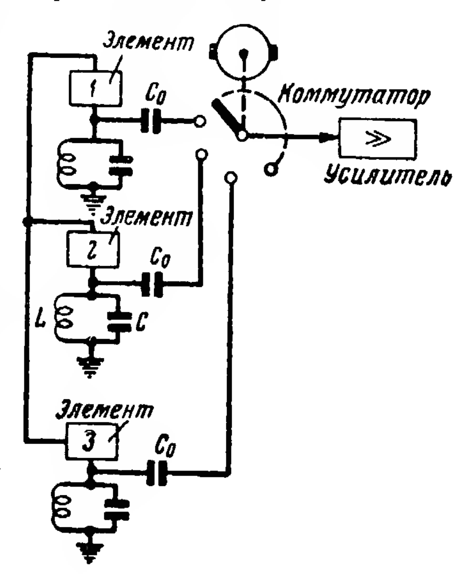


Рис. 2.25. Схема коммутации сигналов.

Ширина полосы пропускания контуров 40 *гц*. В коммутаторе имеется 60 ламелей, что позволяет за один оборот движка дважды подключить на вход усилителя каждый из 30 контуров.

Сигнал с усилителя поступает на пиковый детектор и амплитудный ограничитель, который срезает помехи и шумы. Электронный блок собран на пяти полупроводниковых триодах. В схеме коммутации имеются конденсаторы C_0, преграждающие доступ к коммутатору постоянной составляющей сигнала. Приведем некоторые технические данные аппаратуры CODES.

Оптическая система

Полное поле зрения — ±45° в горизонтальной плоскости и ±20° в вертикальной плоскости.

Мгновенное поле зрения — 2,7° в горизонтальной плоскости и 40° в вертикальной плоскости.

Период качания сканирующего зеркала — 1,5 *сек* (два цикла развертки на 1 кадр).

Эффективная апертура на входе (диаметр) — 43,2 *мм*.

Оптический к. п. д. — 30%.

Светосила — 1.

Размер пятна остаточных аберраций 1,2 *мрад*.

Приемник лучистой энергии (PbS)

Размеры элемента — 1×2 *мм*.

Чувствительность — $4 \cdot 10^{-10}$ *вт* в диапазоне 1,8—2,7 *мк*.

Постоянная времени — 200 *мксек*.

Поле зрения одного элемента — 2°,7×1°,3.

Частота коммутации сигналов — 1200 *гц*.

Источники питания

Напряжение питания электродвигателей — 15 *в*, 400±5 *гц*.

Напряжение питания и потребляемый ток приемника — 120 *в* (постоянный ток), 1,5 *ма*.

Напряжение питания и ток, потребляемый усилителем и датчиками, — 28 *в* (постоянный ток), 20 *ма*.

Габариты и вес.

Опытный образец — габариты 203×330×178 *мм*, вес 6,8 *кг*.

Промышленный образец — габариты 203×152×152 *мм*, вес 4,5 *кг*.

Фирма продолжает работать над дальнейшим усовершенствованием аппаратуры с целью использовать ее для автоматического слежения за искусственными спутниками Земли. В частности предполагается исключить вращающееся зеркало и осуществлять сканирование путем поворота приемника.

3. КООРДИНАТОРЫ ЦЕЛИ, ОСНОВАННЫЕ НА ВРЕМЯИМПУЛЬСНОМ ПРИНЦИПЕ

В координаторах цели данного типа угол рассогласования определяется по продолжительности импульса в цепи приемника лучистой энергии (или на выходе электронных блоков координатора), вызванного воздействием излучения цели. Принципиальная схема координатора цели, основанного на времяимпульсном принципе, приведена на рис. 2.26 [22]. Здесь модулирующий

диск имеет границу между прозрачной и непрозрачной частью, выполненную по спирали Архимеда.

В зависимости от положения изображения цели в фокальной плоскости объектива (в которой расположен вращающийся модулирующий диск) приемник лучистой энергии будет закрываться на больший или меньший промежуток времени. Так, например, если изображение

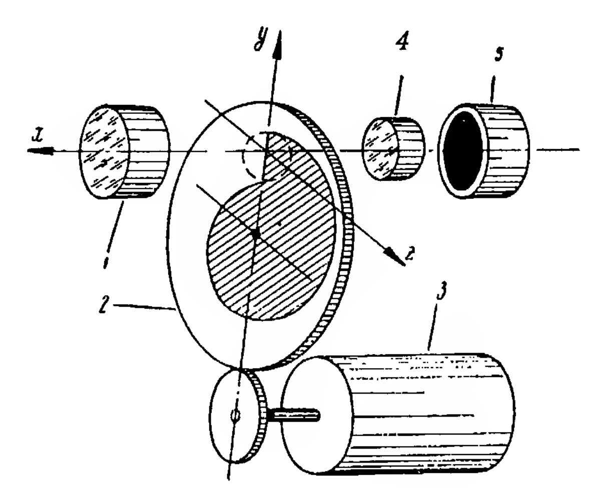


Рис. 2.26. Схема координатора цели, основанного на времяимпульсном принципе (фирма AEG):

1 — объектив; *2* — модулирующий диск; *3* — двигатель привода диска; *4* — конденсор; *5* — приемник лучистой энергии.

цели находится в точке *а* (рис. 2.27), то в течение времени вращения диска в пределах угла от *О* до α_a приемник будет перекрыт непрозрачной частью диска и в цепи приемника ток протекать не будет; при вращении же диска в пределах угла от α_a до 2π приемник будет находиться под воздействием излучения цели и в цепи приемника будет протекать постоянный ток.

Если изображение цели находится в точке *б* (через которую проходит оптическая ось), то время t_1, в течение которого в цепи приемника будет протекать ток, равно времени t_2, в течение которого ток будет равен нулю. Если изображение цели находится в точке *в*, то $t_1 > t_2$. Таким образом, в зависимости от смещения изображения цели относительно точки *б*, характеризующего

величину и знак угла рассогласования, будет изменяться продолжительность импульса t_1 в цепи приемника лучистой энергии и соответственно соотношение между длительностью импульса t_1 и длительностью паузы t_2.

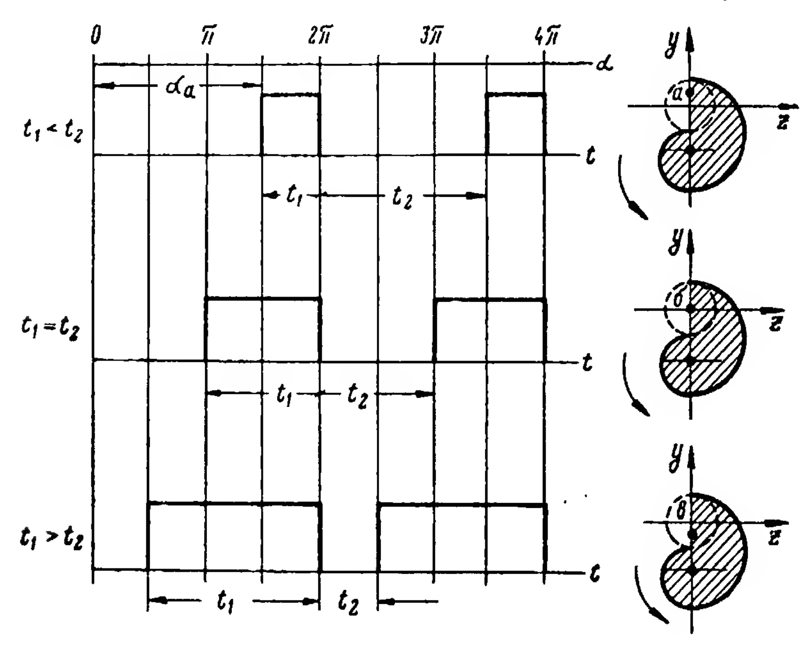


Рис. 2.27. Графики формирования импульсов.

Выходной сигнал координатора цели может быть в этом случае охарактеризован так называемым коэффициентом команды ξ, равным

$$\xi = \frac{t_1 - t_2}{t_1 + t_2}.$$

Найдем зависимость коэффициента команды ξ_y от составляющей угла рассогласования $\varphi_{\text{рас}\, y}$ в продольной плоскости.

Обозначая

ρ — радиус-вектор спирали, соответствующий углу α (рис. 2.28);

ρ_1 — радиус-вектор, соответствующий $\alpha = 2\pi$;

ρ_0 — радиус-вектор, соответствующий $\alpha = 0$;

l_y — расстояние между изображением цели и центром фокальной плоскости;

L — расстояние между осью модулирующего диска и центром фокальной плоскости, имеем:

$$\rho=\rho_0-\frac{\rho_0-\rho_1}{2\pi}\alpha, \qquad (2.18а)$$

$$L=\frac{\rho_0+\rho_1}{2}, \qquad (2.19)$$

$$l_y=\rho-L=\rho_0-\frac{\rho_0-\rho_1}{2\pi}\alpha-\frac{\rho_0+\rho_1}{2}. \qquad (2.20)$$

С другой стороны,

$$l_y\approx f_{oc}\varphi_{рас\,y}, \qquad (2.21)$$

где f_{oc} — фокусное расстояние объектива.

Следовательно,

$$-f_{oc}\varphi_{рас\,y}=\frac{\rho_0-\rho_1}{2\pi}\alpha-\frac{\rho_0-\rho_1}{2},$$

отсюда

$$\alpha=2\pi\left(-\frac{f_{oc}\varphi_{рас\,y}}{\rho_0-\rho_1}+\frac{1}{2}\right). \qquad (2.22)$$

Нетрудно видеть, что если диск вращается с постоянной угловой скоростью, то справедливо равенство

$$\xi_y=\frac{t_1-t_2}{t_1+t_2}=\frac{\alpha}{\pi}-1 \qquad (2.23)$$

или

$$|\xi_y|=\frac{2f_{oc}}{\rho_0-\rho_1}\varphi_{рас\,y}, \qquad (2.24)$$

т. е. коэффициент команды пропорционален углу рассогласования. Аналогичное соотношение может быть получено и для второго канала управления, требующего установки второго объектива и приемника.

Координатор цели с описанным модулирующим диском, обеспечивающим получение импульсов с длительностью, пропорциональной углу рассогласования, был использован в системе самонаведения «Эмден-1», разработанной фирмой AEG. Эта система предназначалась для управляемых снарядов Hs-293 и «Шметтэрлинг» [26].

Вторая схема координатора цели, основанного на времяимпульсном принципе, приведена на рис. 2.29. Модулирующий диск этого координатора представляет круглую металлическую пластину с вырезом, охватываемым углом 90°. Диск приводится во вращение с постоян-

ной угловой скоростью электродвигателем малой мощности. Синхронно с диском вращается квадрантный переключатель, выполняющий роль разделительного устройства. За один оборот модулирующего диска переключатель попеременно подключает выход усилителя фототока к четырем сегментам переключателя, так что каждый сег-

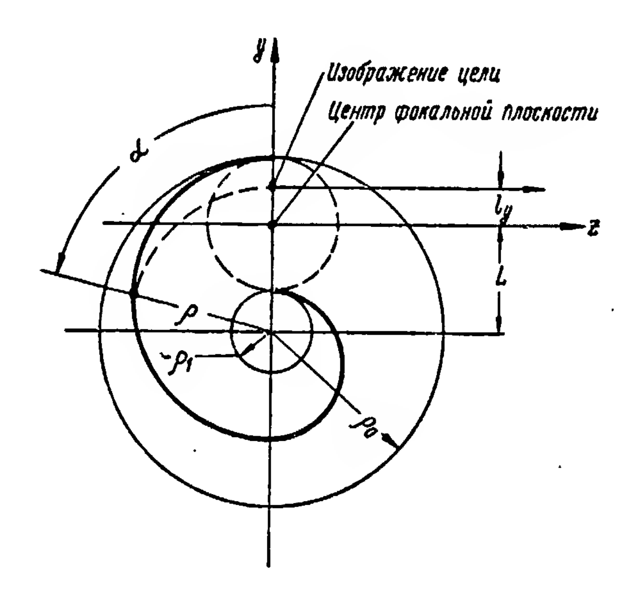


Рис. 2.28. К выводу формулы для коэффициента команды.

мент подключается к выходу усилителя на время, соответствующее повороту диска на $^1/_4$ оборота. График работы квадрантного переключателя изображен на рис. 2.30.

Предположим, что изображение цели сместилось по оси y вверх относительно центра фокальной плоскости (рис. 2.30,*а*). Тогда при вращении диска в цепи приемника лучистой энергии (расположенного за диском) начнут периодически появляться импульсы тока. Если модулирующий диск в исходном состоянии расположен так, как показано на рис. 2.30,*а*, то первый импульс начнется одновременно с началом вращения диска и закончится при повороте диска на угол $\alpha=\frac{\pi}{2}$. Следую-

щий импульс начнется при повороте диска на угол $\alpha=2\pi$ и закончится при $\alpha=\frac{5}{2}\pi$ и т. д.

Диаграмма формирования импульсов приведена на рис. 2.30,*а*. Нетрудно видеть, что в моменты появления импульсов напряжение с выхода усилителя фототока подается на контакт *Н* переключателя. После выделения постоянной составляющей напряжение поступает далее в привод рулей, управляющих движением снаряда в продольной плоскости в направлении уменьшения

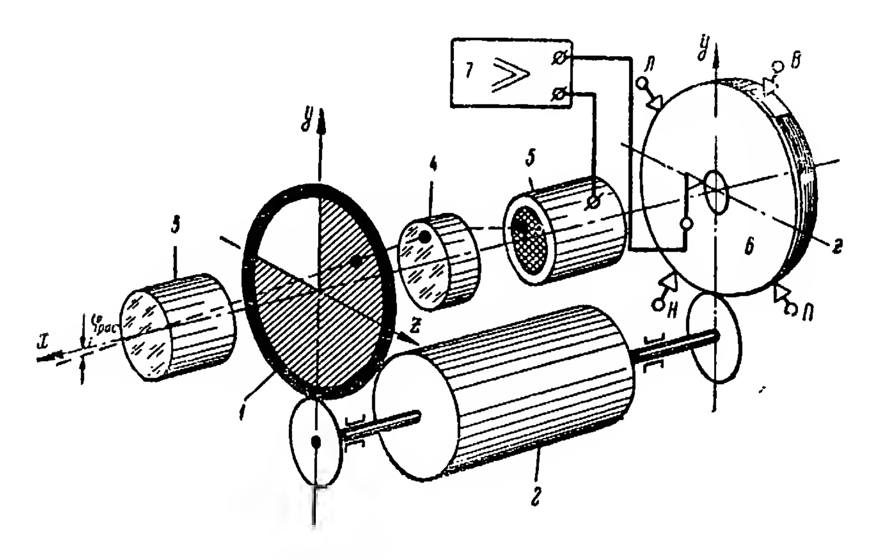


Рис. 2.29. Схема координатора цели, основанного на время-импульсном принципе (фирма Керка):

1 — модулирующий диск; *2* — электродвигатель; *3* — объектив; *4* — конденсор; *5* — приемник лучистой энергии; *6* — переключатель; *7* — усилитель фототока.

угла рассогласования. При нахождении цели в центре диска угол рассогласования равен нулю, импульсы фототока возникать не будут.

Предположим теперь, что изображение цели сместилось одновременно вправо и вверх относительно центра фокальной плоскости (т. е. имеется и продольный, и поперечный углы рассогласования). Диаграмма формирования импульсов в этом случае изображена на рис. 2.30,*б*. В моменты возникновения импульсов напряжение с выхода усилителя фототока будет подавать-

ся одновременно на контакты *Н* и *Л* переключателя, т. е. в строй вступят одновременно два привода рулей, управляющих движением снаряда в продольной и поперечной плоскостях. На рис. 2.30,*в* и *г* показано также положение изображения цели, соответствующее $\varphi_{фаз}=0$ и $\varphi_{фаз}=-\frac{3\pi}{4}$.

В рассмотренных случаях формирования импульсов тока квадрантный переключатель осуществлял функции разделительного устройства, распределяющего импульс от цели по двум каналам управления. Но при этом в каждый канал посылался импульс тока, продолжительность которого не зависела от угла рассогласования.

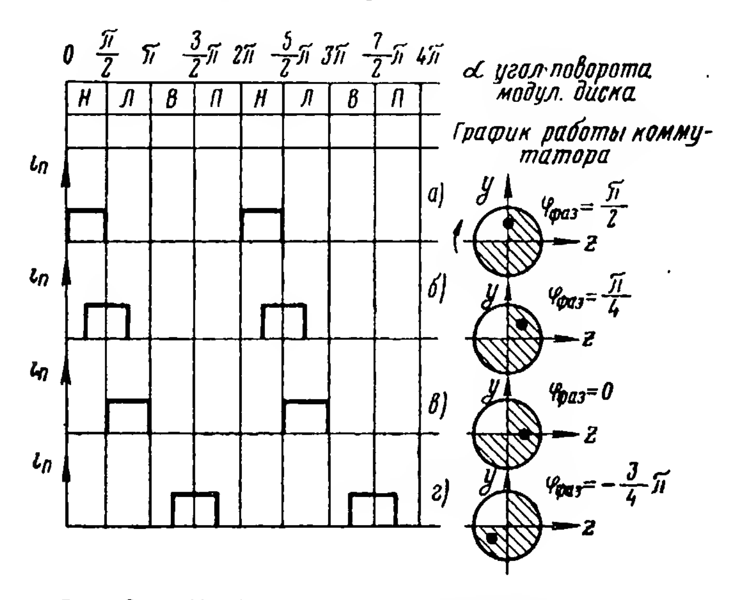


Рис. 2.30. График работы квадрантного переключателя и графики формирования сигналов.

Применяя модулирующий диск с фигурным вырезом (рис. 2.31,*а*), можно получить продолжительность импульсов фототока, зависящую от угла рассогласования. Положим

$$\alpha_и = c\rho, \tag{2.25}$$

где $\alpha_и$ — продолжительность импульса в угловой мере;
ρ — координата изображения цели;

c — коэффициент пропорциональности, определяемый из условия: при $\rho = R$, $\alpha_и = \frac{\pi}{2}$.

Очевидно

$$c = \frac{\pi}{2R}$$

и

$$\alpha_и = \frac{\pi}{2R}\rho \approx \frac{\pi}{2\,\mathrm{tg}\,\vartheta}\varphi_{рас}, \qquad (2.26)$$

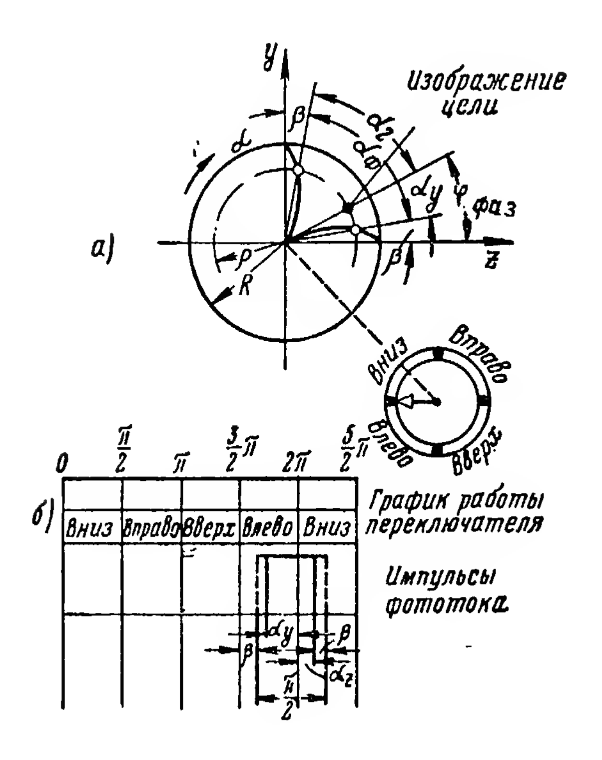


Рис. 2.31. Модулирующий диск, обеспечивающий получение линейного закона управления в системе самонаведения (*а*), и график формирования импульса фототока (*б*).

где ϑ — половина угла поля зрения объектива.

Для построения профиля выреза модулирующего диска, обеспечивающего выполнение условия (2.25), удоб-

нее пользоваться зависимостью $\rho=\rho(\beta)$, которая находится из соотношения

$$\beta=\frac{\frac{\pi}{2}-\alpha_{и}}{2}=\frac{\pi}{4}\left(1-\frac{\rho}{R}\right), \tag{2.27}$$

откуда

$$\rho=R\left(1-\frac{4\beta}{\pi}\right). \tag{2.28}$$

Благодаря наличию квадрантного переключателя импульс тока продолжительностью $\alpha_{и}$ делится по двум каналам управления. Согласно рис. 2.31,*а*, имеем

$$\left.\begin{aligned} \alpha_z&=\frac{\pi}{2}-\varphi_{фаз}-\beta=\frac{\pi}{4}-\varphi_{фаз}+\frac{\pi}{4\operatorname{tg}\vartheta}\varphi_{рас}, \\ \alpha_y&=\varphi_{фаз}-\beta=\varphi_{фаз}-\frac{\pi}{4}+\frac{\pi}{4\operatorname{tg}\vartheta}\varphi_{рас}. \end{aligned}\right\} \tag{2.29}$$

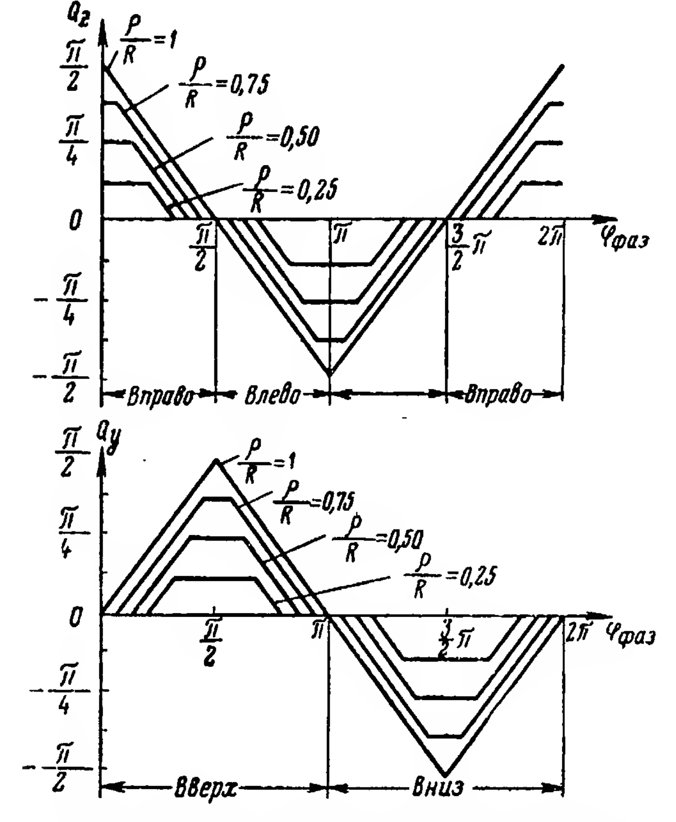


Рис. 3.2. Кривые зависимости продолжительности импульсов фототока от угла фазирования.

При угле фазирования, равном $\varphi_{фаз}=\frac{\pi}{4}$, α_z и α_y линейно зависят от угла рассогласования. При других углах фазирования линейность нарушается (рис. 2.32).

Координатор цели с модулирующим диском, имеющим прямоугольный вырез, был разработан фирмой Керка в Вене под шифром «Мадрид» и предназначался для зенитных управляемых снарядов типа «Энциан».

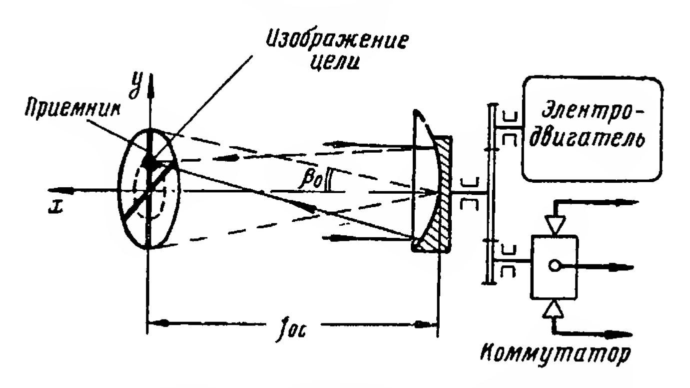


Рис. 2.33. Схема координатора, основанного на времяимпульсном принципе (с вращающимся зеркалом).

Основные данные координатора:

оптическая система — параболический отражатель диаметром 250 *мм*;

приемник лучистой энергии—фотосопротивление PbS, охлаждаемое углекислотой;

количество ламп в усилителе фототока — 4;

вес — 5 *кг*;

дальность действия — 2÷3 *км* [26].

Рассмотрим еще одну схему координатора цели, основанного на времяимпульсном принципе, представленную на рис. 2.33 [42]. Приемник лучистой энергии выполнен в виде равноплечего креста и расположен в фокальной плоскости параболического отражателя. Последний приводится во вращение с постоянной скоростью при помощи маломощного электродвигателя, причем ось вращения отражателя образует постоянный угол β_0 с нормалью к отражающей поверхности в точке пересечения ее с осью.

Если угол рассогласования равен нулю, то изображение цели в фокальной плоскости отражателя при его вращении перемещается по окружности, симметричной относительно всех четырех плеч приемника. При нали-

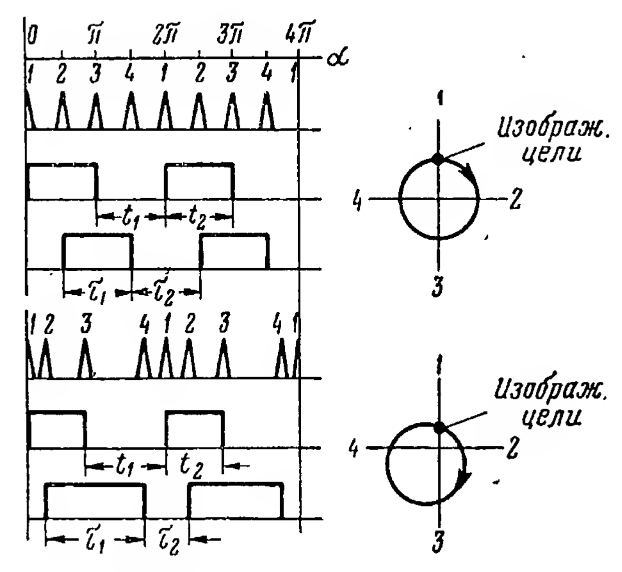


Рис. 2.34. Схема формирования импульсов.

чии угла рассогласования центр окружности смещается относительно центра креста в ту или другую сторону.

Каждое плечо приемника представляет собой фотосопротивление, пересечение которого изображением цели вызывает появление импульса тока на выходе усилителя. При помощи электронных схем эти импульсы могут быть преобразованы в прямоугольные импульсы, продолжительность которых зависит от угла рассогласования. Схема формирования импульсов иллюстрируется рис. 2.34.

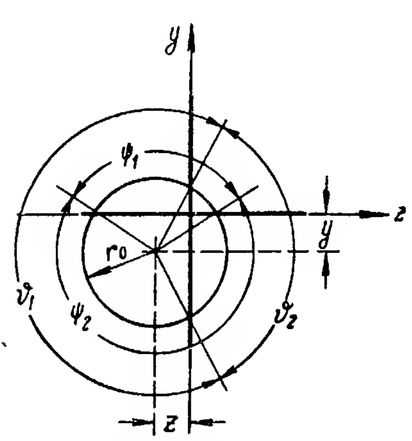


Рис. 2.35. К выводу формулы для коэффициента команды.

Каждое из плеч приемника должно иметь отдельный усилитель фототока, однако может быть

использован и один усилитель; в этом случае необходима установка коммутатора, вращающегося синхронно с отражателем и подключающего попеременно цепи отдельных плеч приемника на вход усилителя.

Обозначая t_1 продолжительность прямоугольного импульса (зависящую от угла рассогласования $\varphi_{рас}$) и t_2 продолжительность паузы между импульсами, находим зависимость $\xi = \frac{t_1 - t_2}{t_1 + t_2} = \xi(\varphi_{рас})$ для одного из каналов управления (например, канала продольного управления).

Согласно рис. 2.35 имеем

$$\psi_1 = 2 \arccos \frac{y}{r_0}, \tag{2.30}$$

$$\psi_2 = 2\pi - \psi_1. \tag{2.31}$$

Так как

$$y \approx f_{oc} \varphi_{рас\, y},$$

а

$$r_0 = f_{oc} \operatorname{tg} \beta_0,$$

где f_{oc} — фокусное расстояние отражателя;

β_0 — постоянный угол между оптической осью отражателя и осью X,

то

$$\psi_1 = 2 \arccos \frac{\varphi_{рас\, y}}{\operatorname{tg} \beta_0}. \tag{2.32}$$

Если предположить, что отражатель вращается с постоянной угловой скоростью, то можно положить

$$\xi_y = \frac{t_1 - t_2}{t_1 + t_2} = \frac{\psi_1 - \psi_2}{\psi_1 + \psi_1} = \frac{\psi_1}{\pi} - 1 \tag{2.33}$$

или

$$\xi_y = \frac{1}{\pi}\left(2 \arccos \frac{\varphi_y}{\operatorname{tg} \beta_0} - \pi\right) = $$

$$= \frac{2}{\pi} \arcsin \frac{\varphi_{рас\, y}}{\operatorname{tg} \beta_0}. \tag{2.34}$$

При малых углах рассогласования получаем приближенное равенство

$$\xi_y \approx \frac{2}{\pi \operatorname{tg} \beta_0} \varphi_{рас\, y}. \tag{2.35}$$

Аналогично можно найти для оси z

$$\xi_z = \frac{\vartheta_1 - \vartheta_2}{\vartheta_1 + \vartheta_2} \approx \frac{2}{\pi \operatorname{tg} \beta_0} \varphi_{\text{рас } z}, \qquad (2.36)$$

т. е. коэффициенты команды в обеих плоскостях управления движением снаряда приблизительно линейно зависят от составляющих угла рассогласования в этих плоскостях.

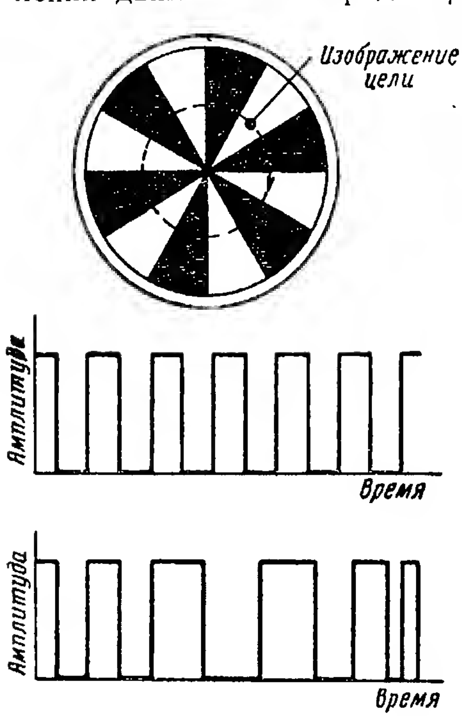


Рис. 2.36. Модулирующий диск с чередующимися прозрачными и непрозрачными полосами (*а*); сигнал на выходе приемника при угле рассогласования, равном нулю (*б*), и сигнал на выходе приемника при угле рассогласования, не равном нулю (*в*).

В системе с вращающимся зеркалом может быть использован также неподвижный модулирующий диск с чередующимися прозрачными и непрозрачными секторами (рис. 2.36,*а*). Если цель находится на оси координатора (угол рассогласования равен нулю), то изображение цели описывает окружность, центр которой совпадает с центром модулирующего диска. В этом случае сигнал на выходе приемника лучистой энергии, размещенного за модулирующим диском, не модулирован по частоте (рис. 2.36,*б*).

При наличии угла рассогласования центр окружности, описываемой изображением цели, смещается относительно центра модулирующего диска и на выходе приемника появляется частотно-модулированный сигнал (рис. 2.36,*в*). Сравнение его по фазе с опорным сигналом позволяет получить соответствующее напряжение рассогласования [48].

Схема, поясняющая геометрию сканирования, представлена на рис. 2.37, где l обозначено расстояние меж-

ду центром модулирующего диска и центром окружности, описываемой изображением цели.

Нетрудно видеть, что

$$\rho = \sqrt{l^2 + r^2 + 2lr\cos\omega t}, \qquad (2.37)$$

$$\varphi_{\text{фазо}} = \operatorname{arctg}\left(\frac{r\sin\omega t}{l + r\cos\omega t}\right). \qquad (2.38)$$

Подставляя (2.37) и (2.38) в ранее выведенное уравнение (2.18) и обозначая $\frac{l}{r} = z$, находим [48]

$$\Phi_n \approx a_n 2\pi E_\sigma \frac{\delta r}{nm}\sqrt{z^2 + 2z\cos\omega t + 1}\times$$

$$\times J_1\left(\frac{nm\delta}{r\sqrt{z^2 + 2z\cos\omega t + 1}}\right)\times$$

$$\times\cos\left\{nm\left[\operatorname{arctg}\left(\frac{\sin\omega t}{z + \cos\omega t}\right) + \psi\right]\right\}. \qquad (2.39)$$

Таким образом, величина Φ_n представляет синусоидальный сигнал, модулированный одновременно по амплитуде и по частоте. «Мгновенная» частота Ω определяется дифференцированием аргумента косинусоидального члена уравнения (2.39):

$$\Omega = \frac{nm\omega(1 + z\cos\omega t)}{1 + 2z\cos\omega t + z^2}. \qquad (2.40)$$

Формула (2.40) показывает, что отклонение z от нулевого значения из-за смещения цели от оси координатора приводит к резким изменениям частоты. Кроме того, из анализа формулы (2.39) следует, что это явление может сопровождаться столь же значительным изменением амплитуды. Для того чтобы пропустить такой сигнал, требуется очень широкая полоса частот.

При малых углах рассогласования, когда $0 < z \ll 1$, радикалы в правой части выражения (2.39) близки к единице. Поэтому амплитуду сигнала можно считать постоянной. Что касается частоты сигнала, то при $z \ll 1$ она выражается приближенной зависимостью

$$\Omega \approx nm\omega(1 - z\cos\omega t). \qquad (2.41)$$

Следовательно, при малых углах рассогласования на выходе приемника лучистой энергии получается сигнал

с чисто частотной модуляцией, что обеспечивает высокую точность определения угловых координат цели.

Фирмой ITT (США) разработан экспериментальный образец координатора, в котором вращение изображения цели по окружности осуществляется не за счет механического вращения зеркала, а электронным путем [10].

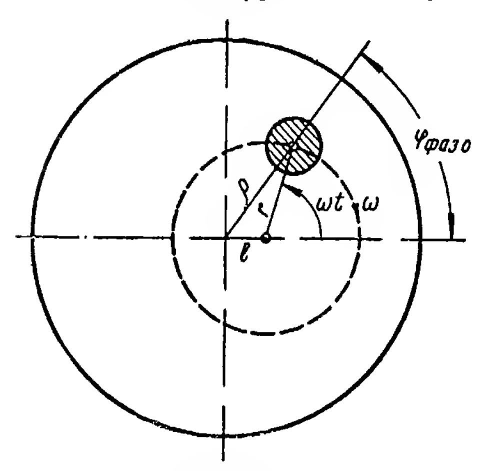


Рис. 2.37. Схема, поясняющая геометрию сканирования.

Блок-схема такого координатора приведена на рис. 2.38; основным элементом его является специальная электронно-лучевая трубка, представляющая собой сочетание двух приборов, помещенных в один баллон: телевизионной передающей трубки с переносом изображения и 16-каскадного вторично-электронного умножителя с коэффициентом усиления 10^7. Мишень трубки заменена диафрагмой с узкой щелью, имеющей форму круга, через которую поток

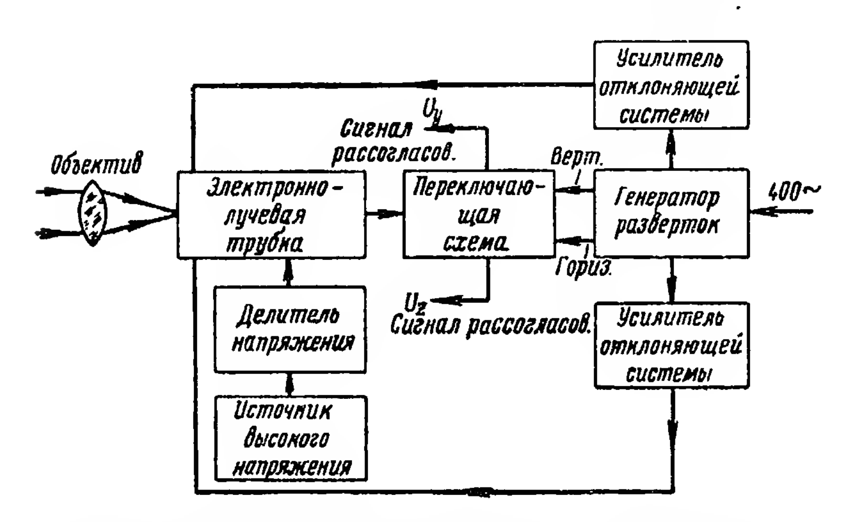


Рис. 2.38. Блок-схема координатора цели, основанного на времяимпульсном принципе (с вращением электронного луча).

электронов может проходить к первому диноду умножителя (рис. 2.39).

Координатор работает следующим образом. Изображение цели проецируется при помощи объектива на фо-

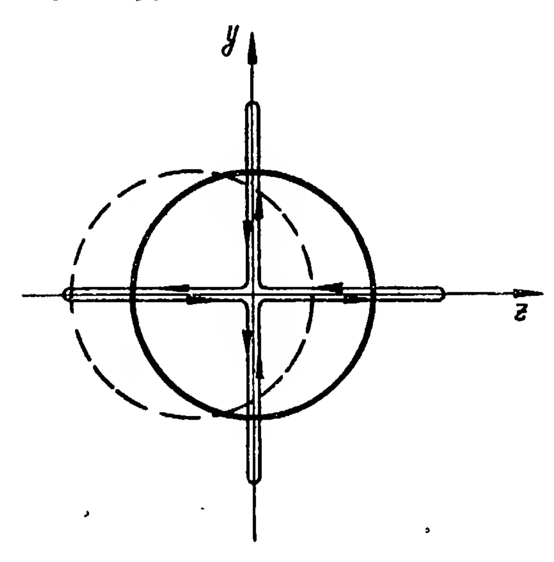


Рис. 2.39. К пояснению принципа работы координатора с использованием электронно-лучевой трубки.

токатод трубки; поток фотоэлектронов ускоряется в направлении диафрагмы и через ее щель попадает на умножитель.

С помощью отклоняющих катушек, питаемых импульсами тока треугольной формы частотой 400 *гц*, элек-

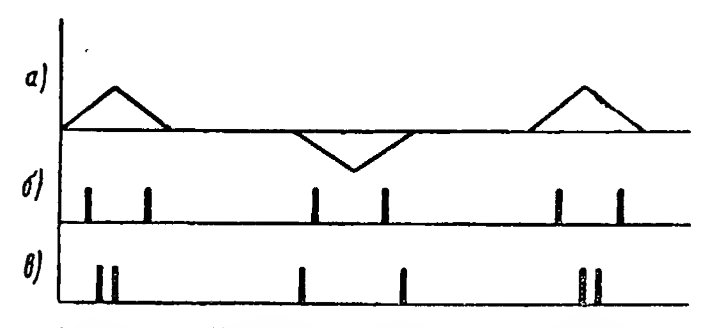


Рис. 2.40. Графики формирования импульсов: *а* — напряжение развертки по оси *z*; *б* — выходные импульсы при отсутствии угла рассогласования; *в* — выходные импульсы при наличии угла рассогласования.

тронное изображение цели развертывается поочередно по двум взаимно перпендикулярным направлениям, как показано стрелками на рис. 2.39.

Так как на умножитель электронный поток попадает только через щель диафрагмы, то на нагрузочном сопротивлении, соединенном с коллектором умножителя, образуются импульсы напряжения, расстояние между которыми по шкале времени определяется углом рассогласования, подобно тому, как это имеет место в системе с механической разверткой (рис. 2.40).

Координатор характеризуется следующими данными:

— диаметр объектива 25 *мм*;

— фокусное расстояние объектива 50 *мм*;

— диаметр рабочей части фотокатода 19 *мм*;

— диаметр щели в диафрагме 1,8 *мм*.

По данным фирмы, теоретическая величина ошибки в определении угловых координат цели составляет менее одной угловой минуты. Отмечается, что электронные блоки координатора, выполненные на полупроводниковых приборах, будут иметь объем 156 $см^3$ и вес 340 *г*.

ГЛАВА ТРЕТЬЯ

СЛЕДЯЩИЕ КООРДИНАТОРЫ ЦЕЛИ

1. НАЗНАЧЕНИЕ И ПРИНЦИПЫ УСТРОЙСТВА СЛЕДЯЩИХ КООРДИНАТОРОВ ЦЕЛИ

В гл. 1 при рассмотрении различных методов наведения управляемых снарядов на цель указывалось, что для осуществления метода пропорционального сближения ось координатора цели должна автоматически устанавливаться по линии снаряд — цель. Достигается это применением так называемых следящих координаторов цели.

Следящий координатор цели состоит из собственно координатора и системы автоматического слежения за целью. В настоящее время в авиационных самонаводящихся снарядах наибольшее применение получили следящие координаторы цели с гироскопической системой слежения [42, 27]. Их действие основано на следующем свойстве трехстепенного гироскопа.

При воздействии на гироскоп (рис. 3.1) внешнего возмущающего момента, не совпадающего по направлению с главной осью гироскопа (осью вращения ротора), возникает гироскопический момент, стремящийся совместить по кратчайшему расстоянию вектор **H** кинетического момента гироскопа с вектором **M** внешнего момента.

Напомним, что кинетическим моментом гироскопа H называется произведение момента инерции J ротора относительно главной оси на угловую скорость Ω вращения ротора, т. е.

$$H = J\Omega, \quad (3.1)$$

Под влиянием гироскопического момента гироскоп начинает прецессировать, причем величина угловой скорости прецессии $\omega_{пр}$ равна

$$\omega_{пр} = \frac{M \sin \beta}{H}, \qquad (3.2)$$

где β — угол между векторами **M** и Ω.

Прецессионное движение гироскопа является движением без инерции. Оно мгновенно появляется при приложении внешнего момента и сразу же прекращается при исчезновении этого момента.

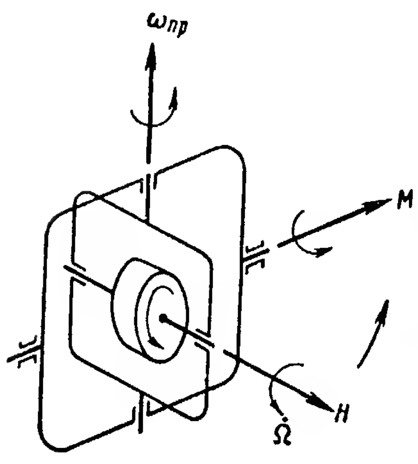


Рис. 3.1. К объяснению свойств трехстепенного гироскопа:

$\dot{\Omega}$ — угловая скорость вращения ротора; **M** — внешний возмущающий момент; $\omega_{пр}$ — угловая скорость прецессии.

Следящий координатор цели с гироскопической системой слежения состоит из обычного координатора, оптическая система которого связана с внутренней рамкой трехстепенного гироскопа (рис. 3.2), и коррекционных датчиков моментов. Выходные сигналы координатора поступают в усилитель мощности и после усиления подаются в коррекционные датчики моментов перекрестным образом.

Напряжение рассогласования U_z, пропорциональное составляющей $\varphi_{рас\, z}$ угла рассогласования в поперечной плоскости, подается на датчик моментов относительно оси z, а напряжение U_y, пропорциональное составляющей $\varphi_{рас\, y}$ угла рассогласования в продольной плоскости, подается на датчик моментов относительно оси y (рис. 3.2).

При отклонении оси координатора от направления на цель коррекционные датчики, связанные с осями вращения рамок, создают вращающие моменты, под действием которых гироскоп прецессирует в направлении совмещения оси координатора с целью. Прецессия прекращается, когда ось координатора совмещается с линией дальности, т. е. направлена на цель, и напряжения U_y и U_z становятся равными нулю.

При вращении линии дальности с постоянной угло-

вой скоростью возникает установившийся процесс слежения, при котором моменты коррекционных датчиков пропорциональны проекциям вектора угловой скорости линии дальности на соответствующие оси.

Измеряя величину моментов коррекционных датчиков (например, по силе тока в обмотках), можно в со-

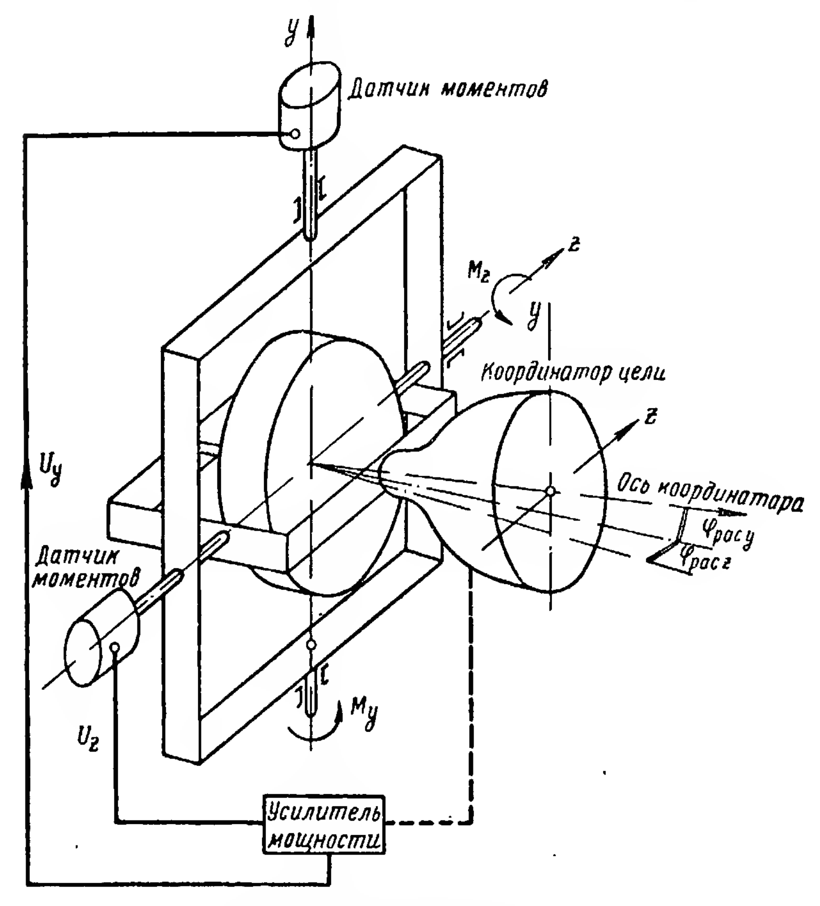


Рис. 3.2. Схема следящего координатора цели с гироскопической системой слежения.

ответствии с формулой (3.2) определять значения проекций вектора угловой скорости линии дальности.

Принципиальная схема следящего координатора цели с электромеханической системой слежения изображена на рис. 3.3. Напряжения рассогласования U_y и U_z, пропорциональные составляющим угла рассогласования $\varphi_{рас\,y}$ и $\varphi_{рас\,z}$, после усиления усилителями мощности по-

даются в серводвигатели, управляющие положением оси координатора цели. Таким образом, управление положением оси координатора осуществляется независимо по двум каналам, каждый из которых представляет замкнутую систему автоматического регулирования.

Рассмотрим уравнения, описывающие работу одного из этих каналов. Обозначим: J_y и J_z—приведенные к си-

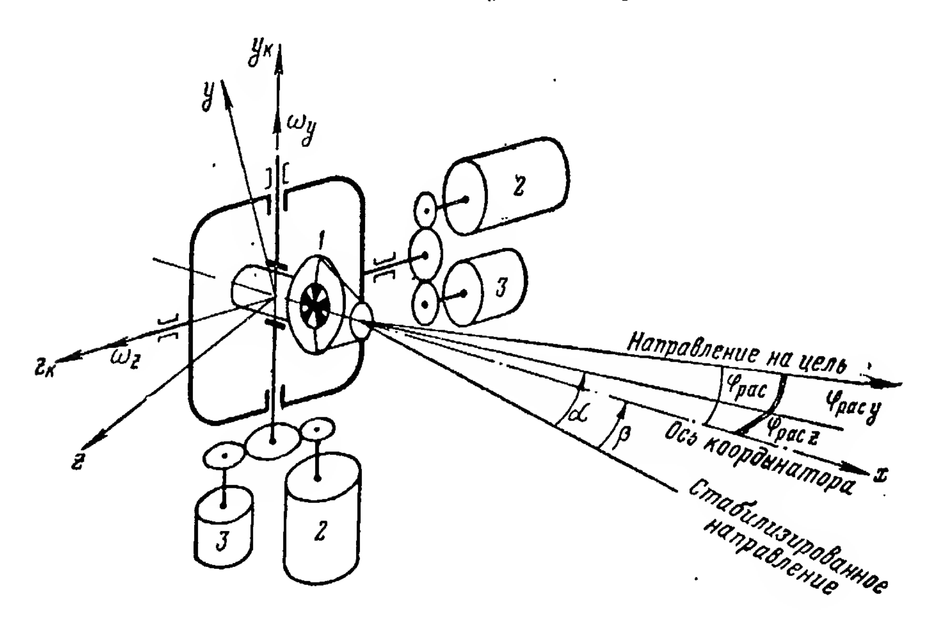


Рис. 3.3. Схема следящего координатора цели с электромеханической системой слежения:

1 — координатор цели; 2 — серводвигатели; 3 — тахогенераторы.

стеме осей $y_к$ и $z_к$, связанных с корпусом координатора, моменты инерции движущихся частей; ω_y и ω_z — проекции угловой скорости поворота координатора относительно осей $y_к$ и $z_к$ ($\omega_x \equiv 0$); M_y и M_z— моменты, развиваемые серводвигателями и приведенные к осям $y_к$ и $z_к$ соответственно.

Уравнение движения корпуса координатора относительно оси $y_к$, записанное в операторной форме, имеет вид

$$J_y p \omega_y = M_y (U^*_z) - M_{тр}, \qquad (3.3)$$

где $p \equiv \frac{d}{dt}$ — оператор дифференцирования;

U^*_z — напряжение на зажимах серводвигателя;
$M_{тр}$ — момент сил трения, противодействующих движению.

Если в качестве серводвигателей используются электродвигатели постоянного тока с независимым возбуждением или двухфазные электродвигатели переменного тока, то для момента M_y справедливо выражение

$$M_y = aU^*_z - b\omega_y, \tag{3.4}$$

где a и b — постоянные коэффициенты, зависящие от конструктивных параметров двигателя.

В свою очередь можно в первом приближении считать координатор цели и усилитель мощности инерционным звеном первого порядка и полагать

$$U^*_z = \frac{k\varphi_{расy}}{1 + p\tau_{экв}}, \tag{3.5}$$

где k — коэффициент усиления координатора и усилителя мощности;
$\tau_{экв}$ — эквивалентная постоянная времени координатора и усилителя мощности.

Пренебрегая моментом трения $M_{тр}$, который, как правило, значительно меньше вращающего момента серводвигателя M_y, перепишем уравнение (3.3) в виде

$$J_y p\omega_y = \frac{ak}{1 + p\tau_{экв}} \varphi_{расz} - b\omega_y$$

или

$$(J_y p + b)\,\omega_y = \frac{ak}{1 + p\tau_{экв}} \varphi_{рас\,z}. \tag{3.6}$$

Нетрудно видеть, что

$$\Omega_y - \omega_y = p\varphi_{рас\,z}, \tag{3.7}$$

где Ω_y — составляющая угловой скорости вектора относительной дальности (линии «снаряд — цель»).

Дифференцируя (3.6) и подставляя значение $p\varphi_{рас\,z}$ согласно выражению (3.7), находим

$$(J_y p + b)\,p\omega_y = \frac{ak}{1 + p\tau_{экв}} (\Omega_y - \omega_y),$$

откуда

$$\omega_y = \frac{ak}{p^3 J_y \tau_{экв} + p^2 (J_y + b\tau_{экв}) + pb + ak} \Omega_y, \tag{3.8}$$

т. е. с точностью до переходных процессов угловая скорость вращения оси координатора равна скорости вращения линии дальности.

Передаточная функция системы автоматического слежения равна

$$\Phi(p) = \frac{ak}{p^3 J_y \tau_{\text{экв}} + p^2 (J_y + b\tau_{\text{экв}}) + pb + ak}. \qquad (3.9)$$

Электромеханические следящие координаторы цели просты по устройству, но обладают большой инерционностью. Их применяют в тех случаях, когда вектор дальности вращается медленно (при стрельбе по наземным и надводным целям).

Для измерения составляющих скорости Ω могут применяться тахогенераторы, кинематически связанные с серводвигателями, осуществляющими разворот координатора цели.

2. ПРИМЕРЫ КОНСТРУКТИВНОГО ВЫПОЛНЕНИЯ СЛЕДЯЩИХ ОПТИЧЕСКИХ КООРДИНАТОРОВ ЦЕЛИ

На рис. 3.4 представлена принципиальная схема следящего координатора цели снаряда класса «воздух — воздух» типа «Файрстрик» (Англия).

Узел, объединяющий оптическую систему координатора, модулирующий диск и приемник лучистой энергии, размещен в карданном подвесе, обеспечивающем большой угол обзора относительно оси снаряда [43]. Модулирующий диск жестко связан с ротором гироскопа. На осях вращения внутренней и наружной рамок карданного подвеса расположены коррекционные датчики моментов, питаемые напряжениями выходных сигналов координатора цели.

Управляющий сигнал снимается с обмоток коррекционных датчиков моментов и подается в систему управления снарядом. Как было показано в предыдущем параграфе, величина тока в этих обмотках пропорциональна составляющим угловой скорости вращения линии снаряд — цель.

Управляющий сигнал поступает в систему управления через потенциометр, с помощью которого можно изменять коэффициент K, представляющий отношение угловой скорости поворота снаряда на траектории (или

угла отклонения руля) к скорости вращения линии дальности.

Коэффициент K эквивалентен коэффициенту усиления обычной следящей системы. Он может изменяться при запуске снаряда для ограничения угла отклонения

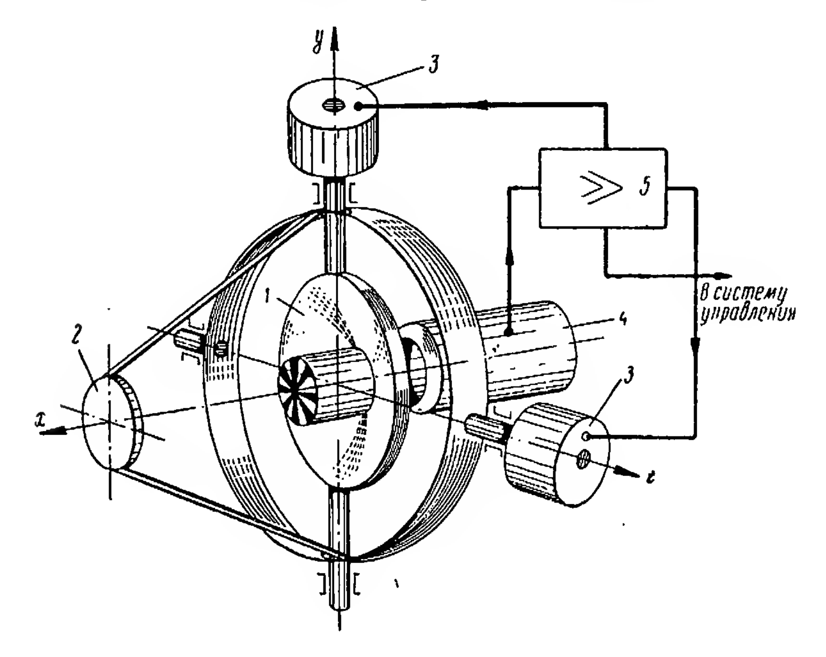


Рис. 3.4. Схема следящего координатора цели снаряда «Файрстрик»:

1 — первичное зеркало; 2 — вторичное зеркало; 3 — коррекционные датчики моментов; 4 — координатор цели; 5 — усилитель.

рулей до безопасной величины и во время полета снаряда в зависимости от высоты для компенсации изменения плотности воздуха.

Источником электрической энергии на снаряде является высокочастотный генератор, напряжение и частота которого регулируются с точностью до 1%. Такая точность позволяет использовать частоту выходного напряжения генератора для отсчета времени с целью прогрессивного увеличения коэффициента K после захвата цели и запуска снаряда. Благодаря этому предотвращаются резкие отклонения органов управления, которые могли бы вызвать медленно затухающие колебания снаряда. Демпфирование нутации гироскопа осуществляет-

ся с помощью замкнутого контура с нулевым усилением по критической частоте.

Оригинальная схема гироскопического следящего координатора цели разработана фирмой «Chicago Airal Industries [2, 4]. Координатор, в зависимости от типа используемого в нем приемника лучистой энергии, мо-

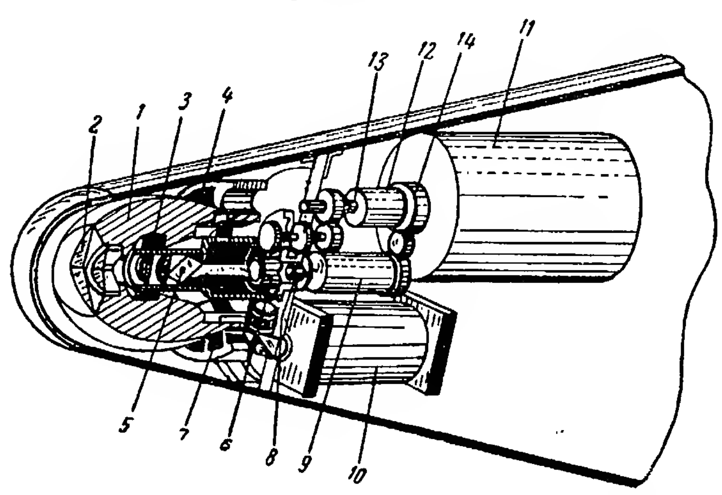


Рис. 3.5. Следящий координатор фирмы Chicago Airal Industries:

1 — ротор гироскопа; 2 — объектив; 3 — линза; 4, 7 — обмотки гироскопа; 5 — компенсационная призма; 6 — расщепитель луча; 8 — приемник лучистой энергии; 9, 11 — электродвигатели; 10 — видикон; 12 — муфта; 13, 14 — редукторы.

жет работать как в видимом, так и в ИК диапазоне спектра.

С помощью бомбардировочного прицела координатор направляется на цель и после сигнала о захвате цели переключается на ее автоматическое сопровождение.

Когда ось координатора направлена на цель или на район цели, он «видит» беспорядочное скопление темных и светлых участков различной формы и размеров. Координатор вырабатывает сигналы управления так, чтобы сохранить это скопление темных и светлых участков в том же положении относительно центра поля зрения, какое имело место в момент захвата цели.

При приближении управляемого снаряда к цели изображение темных и светлых участков слегка изменяется, поскольку поле обзора координатора заполняется меньшим районом цели. Тем не менее точка захвата всегда

будет оставаться внутри площади, охватываемой углом поля зрения в момент начала работы системы захвата цели.

Принципиальная схема такого координатора изображена на рис. 3.5. Особенностью координатора является то, что он конструктивно объединен с гироскопическим приводом для автоматического сопровождения цели в двух взаимно перпендикулярных плоскостях. По крену система стабилизируется отдельным гироскопом.

В ротор гироскопа *1* вмонтирован объектив *2* с фокусным расстоянием 30,5 *мм*. Ротор раскручивается с помощью обмоток *7* и *4*, питаемых от бортовой сети самолета. После пуска снаряда ротор продолжает вращаться по инерции.

В оптическую систему помимо объектива входят также линзы *3*, компенсационная призма *5* и расщепитель луча *6*, с помощью которого лучистый поток проектируется на приемник лучистой энергии *8* и видикон *10*. Наличие видикона обеспечивает передачу изображения поля обзора на электронно-лучевую трубку в кабине самолета.

На схеме показан редуктор *13*, передающий движение от гироскопа крена к корпусу компенсационной призмы, муфта *12* выравнивания гироскопа и редуктор *14* от электродвигателя *9* к муфте. Угол поля зрения оптической системы 0,6°.

Вес комплекта, включая оптическую систему, гиростабилизацию и электронные блоки, выполненные на полупроводниках, составляет около 4,5 *кг*. Потребляемая мощность менее 20 *вт*. В результате летных испытаний установлено, что ошибка наведения не превышает 2,5—5 тысячных дальности. Так, при дальности 2 мили (3,2 *км*) ошибка наведения не превышала 8—6 *м*. По мере увеличения дальности ошибка возрастает по линейному закону.

По данным фирмы, координатор может работать на высотах до 12 *км* и на расстояниях от цели до 16 *км*. Существенной особенностью координатора считается его помехозащищенность от искусственных помех. Для создания эффективной помехи требуется установка на земле серии огней, медленно перемещающихся в сторону.

Наряду с гироскопическими и электромеханическими следящими координаторами цели в ракетной технике

применяются следящие координаторы с гидравлическим сервоприводом. Так, на рис. 3.6 представлена блок-схема следящего оптического координатора, разработанного фирмой Raytheon (США) и предназначенного для автоматического сопровождения искусственных спутников Земли и космических ракет.

В системе используется зеркальный объектив с диаметром первичного зеркала 152,4 *мм* и углом поля зре-

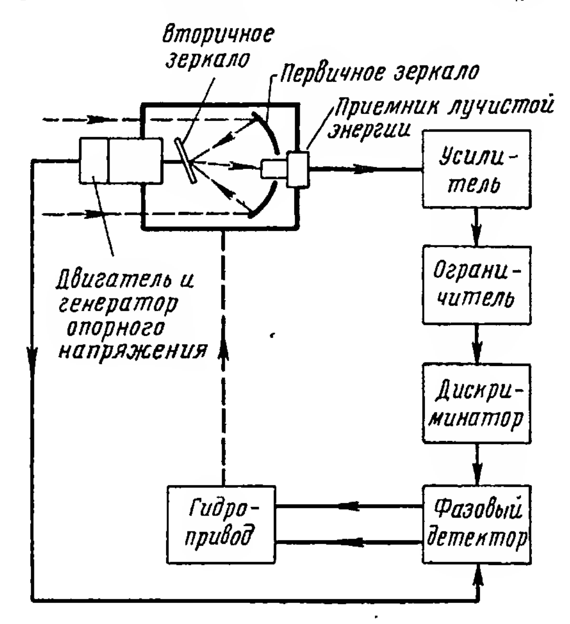


Рис. 3.6. Блок-схема следящего координатора цели с гидравлической системой слежения (фирма Raytheon).

ния 1° [9]. Вторичное сканирующее зеркало вращается электродвигателем малой мощности со скоростью 20 *об/сек*.

Лучистый поток модулируется с частотой 1 000 *гц* при помощи модулирующего диска, имеющего радиально-штриховую сетку прозрачных и непрозрачных полос.

Выходное напряжение усилителя фототока после ограничения подается на дискриминатор, который воспроизводит сигнал огибающей, изменяющейся с частотой 50 *гц*. Фазовый детектор производит сравнение этого сигнала с напряжением опорного генератора, ротор которого вращается синхронно с зеркалом.

Управляющий сигнал (разложенный по двум каналам управления) с фазового детектора подается на сервоклапаны гидропривода, совмещающего оптическую ось координатора с направлением на цель.

Сигналы постоянного тока, пропорциональные угловому положению сопровождаемого объекта, выдаются прецизионными потенциометрами, питаемыми стабилизированным напряжением. Точность определения угловых координат цели при работе в средней области зоны обзора составляет 0°,005; при отклонении оси координатора на 90° от среднего положения максимальная ошибка не превышает 0°,1.

При отношении сигнал/шум больше двух максимальная скорость автоматического сопровождения в пределах углов обзора ±45° составляет 10 *град/сек*.

Система выполнена весьма компактно и занимает объем менее 0,2 $м^3$, что позволит использовать ее на борту космической ракеты для автоматического слежения за Солнцем или выбранной планетой с целью определения относительного положения ракеты в пространстве.

Гидравлический сервопривод использован также в следящем координаторе фирмы Westinghouse, предназначенном для автоматического сопровождения воздушных целей в бортовой системе перехвата.

В комплект следящего устройства (рис. 3.7) входят: следящий координатор *1*, электронно-лучевой индикатор *2*, усилитель *3* и пульт управления *4*.

После обнаружения цели пилот, оперируя специальной рукояткой на пульте управления, накладывает подвижное перекрестие на отметку цели на экране индикатора и включает координатор на режим непрерывного автоматического сопровождения цели, в процессе которого выдаются сигналы положения цели и угловой скорости линии визирования.

Следящий координатор цели (рис. 3.8) имеет диаметр 152,4 *мм* и весит 4,5 *кг*. Для максимального сокращения веса и габаритов координатора и обеспечения высоких скоростей слежения использованы специально сконструированные миниатюрные вращательные гидродвигатели, осуществляющие поворот подвижной части координатора по азимуту и по углу места цели.

Каждый из двух гидродвигателей (рис. 3.9) имеет диаметр 32 *мм*, весит 115 *г* и развивает момент 46,8 *кг·см.*; давление гидросмеси 70 *кг/см²*. При использовании в данном координаторе в качестве исполнитель-

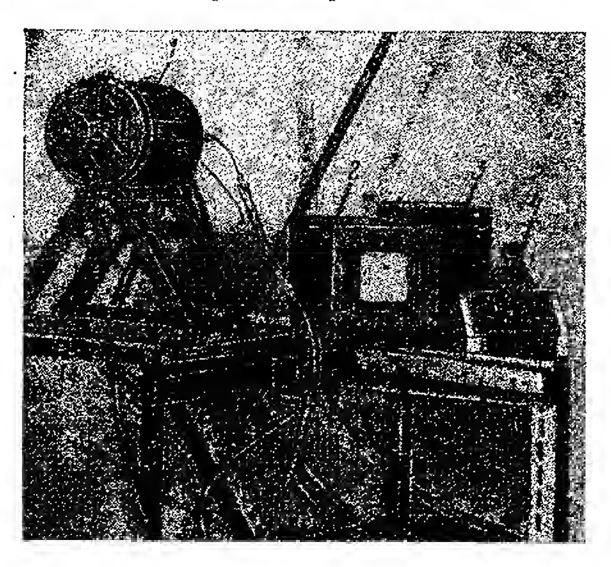


Рис. 3.7. Следящее устройство с гидравлической системой слежения (фирмы Westinghouse):

1 — следящий координатор цели; 2 — электроннолучевой индикатор; 3 — усилитель; 4 — пульт управления.

ных двигателей электродвигателей каждый из них имел бы диаметр 45 *мм*, длину 85 *мм* и вес 675 *г*.

В координаторе применена зеркальная оптическая система с фокусным расстоянием 91,4 *мм*. Первичное зеркало имеет диаметр 109,2 *мм* при свободной площади входного отверстия 55 *см²*.

Предварительный усилитель фототока собран на полупроводниковых элементах и, в целях уменьшения шумов, смонтирован в непосредственной близости от приемника лучистой энергии на цилиндрической поверхности его корпуса (рис. 3.10).

В конструкцию координатора входит криостат, обеспечивающий охлаждение приемника лучистой энергии. Газообразный хладоагент (азот) вводится в приемник через специальное шарнирное сочленение, исключающее необходимость применения гибких трубок.

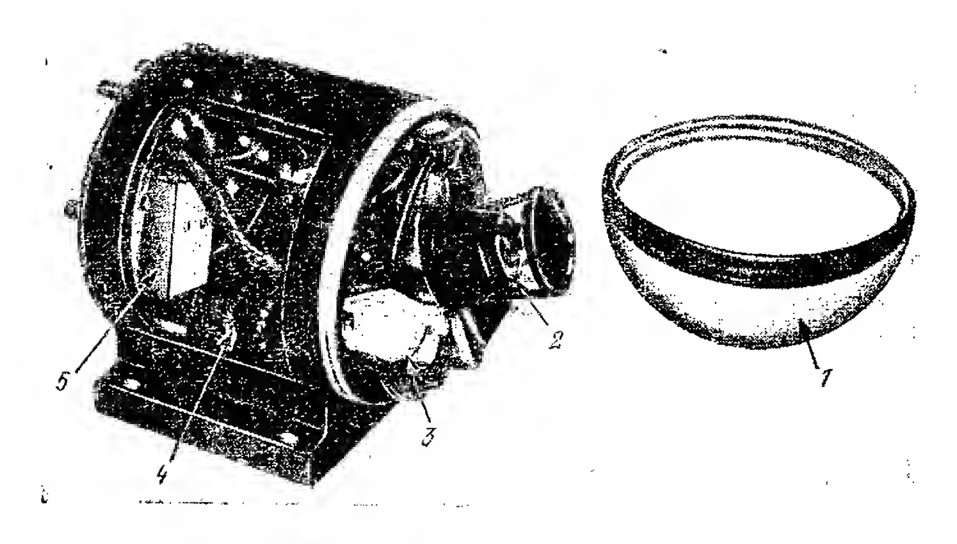


Рис. 3.8. Следящий координатор цели (кожух снят):
1 — обтекатель; *2* — приемник лучистой энергии и предусилитель; *3* — гидродвигатель; *4* — скоростной гироскоп; *5* — электромагнит и управляющие клапаны.

Для проверки чувствительности координатора перед боевым применением предусмотрен портативный стандартный источник излучения и зеркальная система.

В заключение рассмотрим устройство следящего координатора цели, разработанного фирмой Martin и предназначенного для противоракетных снарядов и космической навигации [11].

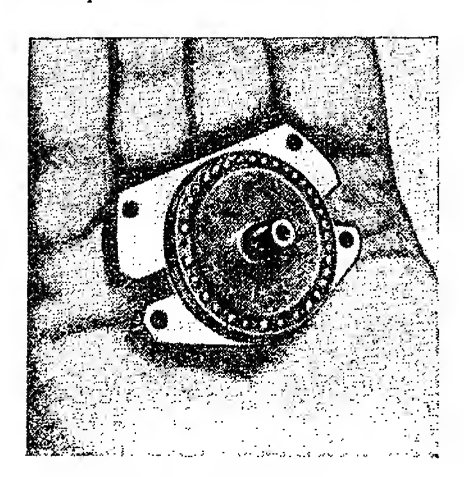


Рис. 3.9. Гидродвигатель.

В первом варианте следящий координатор разработан в виде гироскопа с тремя степенями свободы (рис. 3.11). Система, состоящая из зеркала, охлаждаемого приемника лучистой энергии и усилителя фототока, выполнена в виде единого вращающегося узла, являющегося ротором гироскопа. Зеркало *2* приводится во вращение электродвигателем *1* со скоростью 600 *об/мин.*

При весе менее 22,7 *кг* следящий координатор имеет диаметр входного зрачка 305 *мм* и поле обзора 340°.

Автоматическое слежение за целью осуществляется с помощью датчиков коррекционных моментов *4* и *6*, расположенных на горизонтальной и вертикальной осях вращения карданного узла. В качестве датчиков положения используют сельсины *3* и *5*.

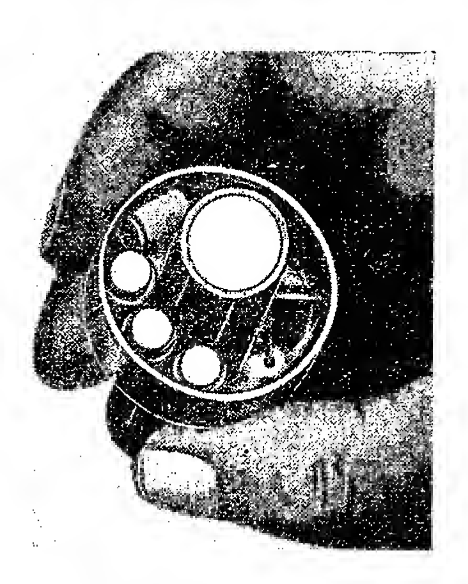


Рис. 3.10. Предусилитель.

Для создания круговой развертки в режиме поиска на датчики коррекционных моментов подаются напряжения, сдвинутые по фазе на 90° С. Спиральная развертка создается путем изменения амплитуд напряжений при том же сдвиге фаз.

В режиме автоматического слежения за целью также используется принцип прецессии с той разницей, что управляющие напряжения на датчики моментов подаются с выхода усилителя фототока координатора. Переключение из режима поиска в режим слежения осуществляется при помощи реле захвата цели.

Карданный подвес координатора и использование принципа прецессии позволяют при одной и той же конструкции получить различные типы разверток за счет изменения формы напряжений, подаваемых на датчики коррекционных моментов (рис. 3.12). Центр развертки можно ориентировать в любом направлении в пределах угла обзора 340° независимо от положения кардана.

Улучшенный вариант конструкции представлен на рис. 3.13 и имеет следующие характеристики.

Оптическая система

Фокусное расстояние 300 *мм*; угол поля зрения 12°.

Асферические поверхности: первичная — 304,79 *мм*; вторичная — 152,4 *мм*.

Материал — сотовая пирокерамика на основе магния.

Покрытия алюминиевых поверхностей — моноокись кремния.

Общие потери 25%.

Привод

Двигатель — синхронный индукционный с непосредственной передачей (60—400 *гц*, 75—100 *вт*).

Ротор — длинный полый вал диаметром 101,6 *мм*.

Момент на валу 6 910—12 400 *г·см*.

Подшипники — шариковые прецизионные.

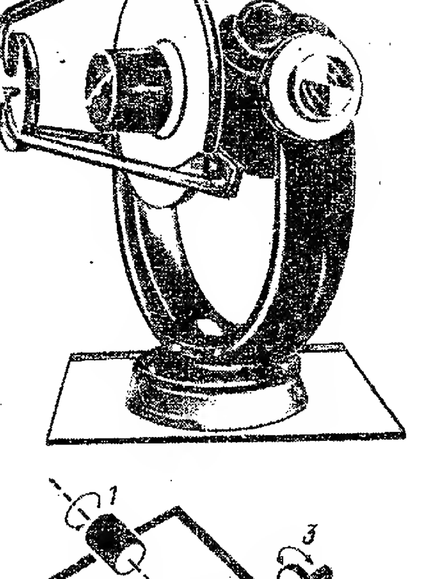
Приемники излучения

Тип — германий, легированный цинком.

Размеры — толщина 6 *мм*, площадь 1 *мм*^{2}.

Расположение приемников — линейное (24 элемента).

Эффективная мощность шума 10^{-11} *вт*.



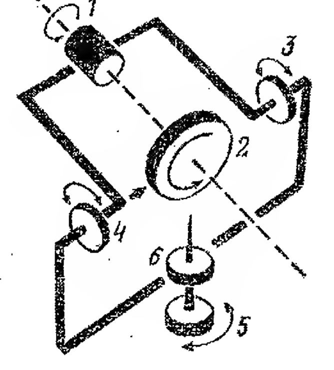


Рис. 3.11. Первый вариант следящего координатора цели (фирма Martin):
1 — электродвигатель; *2* — зеркало; *3, 5* — датчики положения (сельсины); *4, 6* — датчики коррекционных моментов.

Длинноволновая граница чувствительности до 40 *мк*.

Частота модуляции 10—20 *гц*.

Напряжение питания 28 *в*.

Система охлаждения

Принцип — расширительный эффект Джоуля — Томпсона.

Вращающиеся сосуды Дьюара из нержавеющей стали.

Двойной сосуд Дьюара с жидким азотом и жидким гелием.

Тепловой преобразователь — медь.

Управление — подачей жидкости.

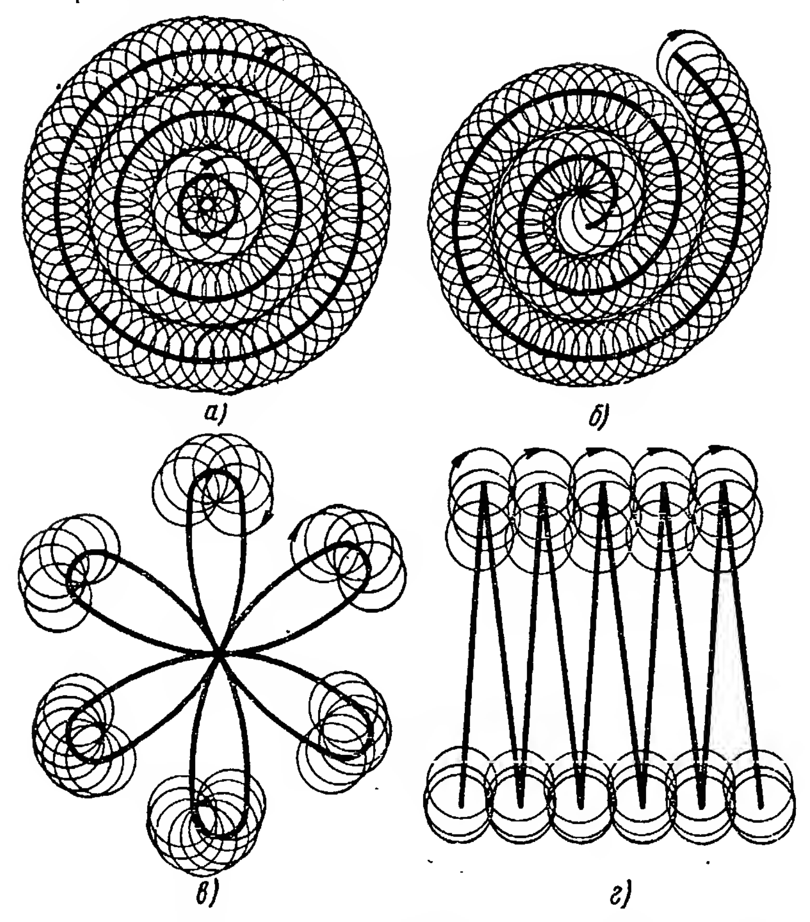


Рис. 3.12. Типичные формы развертки в координаторе фирмы Martin:

а — круговая; *б* — спиральная; *в* — розеткообразная; *г* — треугольная.

Усилители

Охлаждение — криогенное.

Монтаж — вращающийся, центрированный.

Подключение — непосредственное на каждый приемник, по одному предусилителю на транзисторах.

Исполнение — полностью на транзисторах.

Каждый приемник лучистой энергии использует общую оптическую систему и обеспечивает мгновенное поле зрения 0°,25. При вращении со скоростью 600 *об/мин* приемная система перекрывает конус с углом 12° за

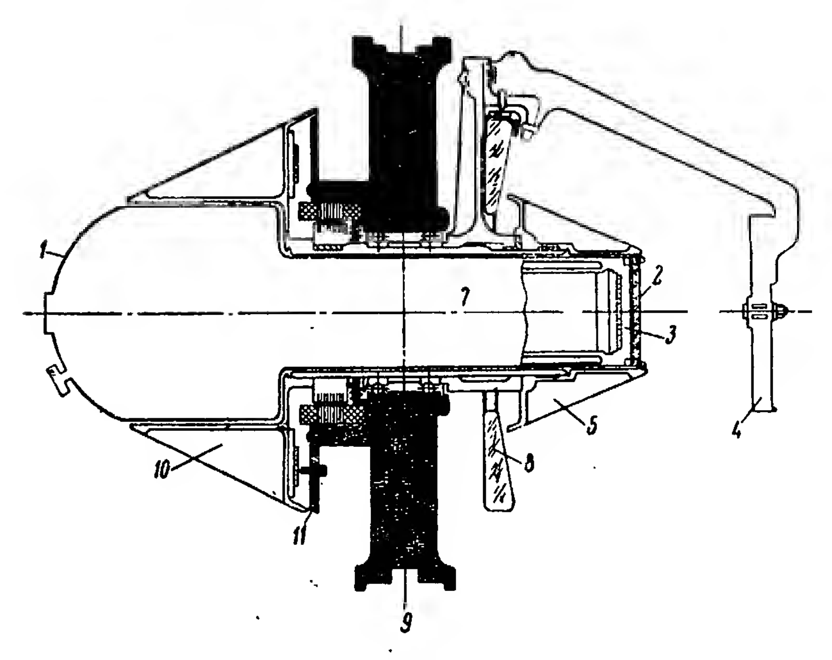


Рис. 3.13. Улучшенный вариант следящего координатора цели (фирма Martin):

1 — сосуд Дьюара; *2* — приемное окно; *3* — приемник лучистой энергии; *4* — вторичное зеркало; *5* — блок предусилителя; *7* — ось вращения; *8* — первичное зеркало; *9* — ось тангажа; *10* — блок усилителя; *11* — контактные кольца.

0,1 *сек*. При этом время облучения достаточно велико по сравнению с постоянной времени приемника и в то же время обеспечивает получение информации даже при быстром изменении обстановки.

По данным фирмы, следящий координатор с таким приемником сможет обнаруживать цель с площадью 0,75 $м^2$ при температуре нагрева 300° К и с коэффициентом излучения 0,5 на расстояниях, превышающих 80 *км*.

В существующей компоновке координатора элементы приемника лучистой энергии расположены в пазу по всему диаметру. Такая конструкция упрощает под-

вод электрического питания и обеспечивает хорошую изоляцию между отдельными элементами.

Важным вопросом при проектировании координаторов цели, рассчитанных на большие дальности действия, является уменьшение шумов, вызванных конструкцией зеркал. Любые неоднородности температуры зеркала непрерывно влияют на приемник лучистой энергии. В данной конструкции влияние это уменьшено за счет того, что зеркала, опоры и приемники излучения вращаются как одно целое; относительное движение отдельных составных элементов отсутствует. Поэтому энергия, излучаемая зеркалом, является постоянной величиной и влияние ее можно устранить электронной схемой.

Другой проблемой, связанной с помехами, вызываемыми зеркалами, является флюктуация излучения зеркала в результате случайного характера процесса излучения. Эффективное значение составляющей флюктуации зависит от ширины полосы пропускания системы.

По данным фирмы Martin, при полосе пропускания усилителя 1 000 *гц* и меньше приемник лучистой энергии принимает эффективное значение мощности излучения зеркала, меньшее 10^{-13} *вт* (см. табл. 3.1). Эта энергия не оказывает влияния на работу координатора, так как она на несколько порядков меньше энергии, воспринимаемой от цели ($2 \div 3 \cdot 10^{-10}$ *вт*).

Таблица 3.1

Среднее квадратическое значение флюктуаций излучения от обоих зеркал следящего координатора цели фирмы Martin

Температура зеркал, °K	Полная мощность излучения зеркал на входе приемника, *вт*	Полная эффективная мощность флюктуации, действующая на приемник лучистой энергии, *вт*	
		при полосе $\Delta f=100$ *гц*	при полосе $\Delta f=1\,000$ *гц*
300	$10{,}4 \cdot 10^{-6}$	$3{,}06 \cdot 10^{-14}$	$9{,}72 \cdot 10^{-14}$
250	$4{,}70 \cdot 10^{-6}$	$1{,}95 \cdot 10^{-14}$	$6{,}15 \cdot 10^{-14}$
200	$1{,}71 \cdot 10^{-6}$	$1{,}11 \cdot 10^{-14}$	$3{,}52 \cdot 10^{-14}$
150	$4{,}20 \cdot 10^{-7}$	$5{,}43 \cdot 10^{-15}$	$1{,}72 \cdot 10^{-14}$
100	$3{,}93 \cdot 10^{-8}$	$1{,}97 \cdot 10^{-15}$	$6{,}21 \cdot 10^{-13}$
50	$1{,}18 \cdot 10^{-10}$	$3{,}48 \cdot 10^{-16}$	$1{,}10 \cdot 10^{-13}$

Существующая конструкция, по заявлению специалистов фирмы Martin, может обнаруживать межконтинентальную баллистическую ракету с температурой нагрева сопла 1 000—3 000° К на активном участке на расстоянии тысяч километров. При слежении за головной частью межконтинентальной баллистической ракеты с площадью поверхности 1 *м*², температурой обшивки 250° К и коэффициентом излучения 0,5 может быть получена минимальная дальность действия 200 *км*.

ГЛАВА ЧЕТВЕРТАЯ

ПРИЕМНИКИ ЛУЧИСТОЙ ЭНЕРГИИ

1. ОБЩИЕ СООБРАЖЕНИЯ ОБ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ПРИЕМНИКОВ ЛУЧИСТОЙ ЭНЕРГИИ В КООРДИНАТОРАХ ЦЕЛИ

Из рассмотрения принципов устройства и схем координаторов цели следует, что одним из наиболее важных элементов этих приборов является приемник лучистой энергии. Действительно, недостаточно только собрать, сфокусировать и промодулировать поток излучения от цели; его надо еще преобразовать в определенный вид энергии (например, в электрическую), для того чтобы с помощью специальных устройств или электронных схем получить сигналы, пропорциональные координатам цели.

Приборы, предназначенные для приема и преобразования энергии оптического излучения в электрическую энергию (или в какие-либо другие виды энергии), называются приемниками лучистой энергии. Их можно разделить на две большие группы — термоэлектрические (термоэлементы, болометры, термисторы) и фотоэлектрические (фотоэлементы, фотосопротивления, фотодиоды и фототриоды).

Из большого многообразия приемников лучистой энергии в инфракрасных координаторах цели применяются главным образом фотосопротивления. В 1942—1943 гг. фирмой ELAC (Германия) было разработано высокочувствительное и малоинерционное фотосопротивление на базе сернистого свинца, охлаждаемое углекислотой до температуры —78° С. Это фотосопротивление использовалось в опытных разработках координато-

ров цели «Гамбург», «Мадрид», «Армин», «Эмден» и «Линзе» [26].

Дальнейшие успехи в разработке фотосопротивлений в послевоенный период привели к созданию координаторов, обладающих большой дальностью действия. Такие координаторы применяются в современных образцах управляемых снарядов класса «воздух — воздух», принятых на вооружение ряда стран («Сайдуиндер», «Фэлкон», «Файрстрик» и др.).

В результате исследований в области физики твердого тела открыт ряд новых материалов, на базе которых разработаны высокочувствительные фотосопротивления: селенистый и теллуристый свинец, сурьмянистый индий и германий, легированный золотом и цинком.

Следует также отметить, что в последние годы появились оптические квантовые усилители, которые могут применяться в сочетании с различными приемниками лучистой энергии [49, 50].

Основными требованиями, предъявляемыми к приемникам лучистой энергии для координаторов цели, являются:

— определенный спектральный диапазон чувствительности, соответствующий характеристикам теплового излучения целей;

— высокий порог чувствительности;

— малый уровень собственных шумов;

— слабая зависимость выходного сигнала от частоты модуляции падающего лучистого потока (малая инерционность);

— линейная зависимость выходного сигнала от величины падающего лучистого потока в широком диапазоне изменений последнего;

— слабая зависимость внутреннего сопротивления от температуры;

— одинаковая чувствительность по всей рабочей площадке;

— малые вес и габариты.

Прежде чем перейти к описанию приемников, удовлетворяющих этим требованиям, напомним кратко явление фотоэффекта, а также рассмотрим основные параметры и характеристики приемников лучистой энергии.

2. УРОВНИ ЭНЕРГИЙ АТОМОВ, МОЛЕКУЛ И КРИСТАЛЛОВ. ЯВЛЕНИЕ ФОТОЭФФЕКТА

Все твердые тела, встречающиеся в природе, имеют аморфную или кристаллическую структуру. При этом большинство тел имеет кристаллическое строение, при котором атомы и молекулы вещества расположены в определенном порядке, образуя геометрически правильную периодическую кристаллическую решетку. Физические свойства таких веществ зависят от формы и строения кристаллической решетки и совокупности энергетических состояний составляющих кристалл частиц — атомов и молекул.

На рис. 4.1 изображена шкала уровней энергий в отдельном (свободном) атоме и в двухатомной молекуле, определяющая их энергетический спектр. Каждая черточка в этом спектре отвечает определенному уровню энергии. В свою очередь, атом любого вещества состоит из ядра и системы электронных оболочек с вращающимися вокруг ядра электронами. Каждый электрон обладает некоторой, вполне определенной энергией, уровень которой тем выше, чем дальше удалена от ядра электронная оболочка, внутри которой может находиться электрон при его движении вокруг ядра.

При нормальном состоянии атома электроны внутренних оболочек, а также и наружной (валентной) имеют уровни энергии, изображенные на рис. 4.1 сплошными линиями.

Согласно квантовой теории, характерным свойством такого спектра является его дискретность, означающая, что электроны атома имеют строго определенные энергетические состояния (уровни) и могут находиться в ряде прерывных (дискретных) устойчивых положений. Возможные энергетические уровни отделены друг от друга запретными энергетическими полосами.

Для перехода электрона с более низкого энергетического уровня на более высокий, называемый возбужденным, ему необходимо сообщить дополнительную энергию. Пунктирные линии на рис. 4.1 изображают уровни, на которые могут переходить электроны при сообщении им дополнительной энергии.

Передача такой (дополнительной) энергии электрону возможна либо при столкновении его с другими электро-

нами, либо путем восприятия электроном одного из видов электромагнитного излучения: гамма, рентгеновского, видимого или инфракрасного. Обратный переход электрона с более высокого (возбужденного) уровня на низкий сопровождается потерей энергии в виде излуче-

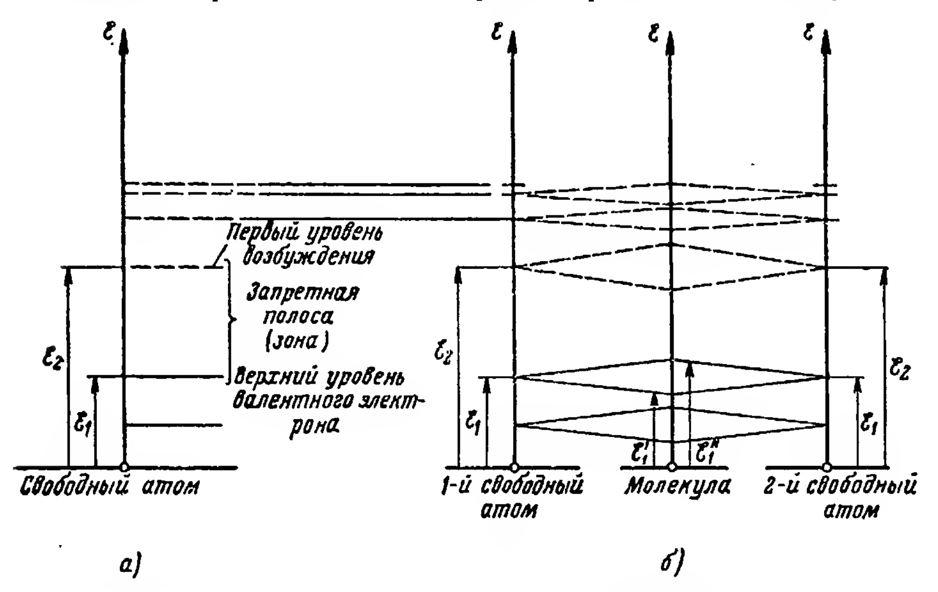


Рис. 4.1. Уровни энергий в отдельном (свободном) атоме (*а*) и в двухатомной молекуле (*б*).

ния определенной частоты, которая определяется из известного соотношения

$$\nu = \frac{\mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_1}{h},$$

где $\mathcal{E}_2$ и $\mathcal{E}_1$ — энергии электрона, соответствующие верхнему уровню ($\mathcal{E}_2$) и нижнему ($\mathcal{E}_1$), h — постоянная Планка.

Спектральный состав излучения или поглощения определяется характером движения молекул или атомов и входящих в них частиц. Так, например, излучение в видимом участке спектра связано с описанным выше изменением энергии электронов атома; излучение в инфракрасном диапазоне обусловливается изменением энергии колебаний атомов, а излучение в диапазоне сверхвысоких частот (радиоволны) — изменением вращательной энергии молекул.

Описанные рассуждения относительно энергетических состояний электрона применимы и к атомам, ионам и молекулам, у которых энергетический спектр определяется энергетическими уровнями энергии атомов.

При формировании кристаллов из отдельных атомов и молекул принцип распределения электронов по энергетическим уровням также сохраняется, однако картина распределения энергетических уровней меняется вследствие влияния друг на друга электростатических полей отдельных атомов. Уровни отдельных атомов в кристалле образуют полосы или энергетические зоны. Вследствие этого переходы между зонами вызывают излучение (поглощение) в некоторой полосе частот, которые образуют спектр излучения.

В одних материалах зоны, образованные от соседних энергетических уровней в атоме, перекрываются или смыкаются, а в других между ними образуются запретные полосы $\Delta\mathcal{E}$ (рис. 4.2). В зависимости от этого получаются тела с разными проводимостями.

Легко видеть, что из материалов, у которых нет запретных зон, состоят проводники, а из материалов, имеющих запретные зоны, — диэлектрики.

Полупроводники занимают промежуточное место между проводниками и диэлектриками. У полупроводников также имеются запретные зоны $\Delta\mathcal{E}$, но ширина их значительно меньше, чем у диэлектриков. Несмотря на наличие запретных зон, полупроводники обладают электропроводностью. Это объясняется следующим образом. В веществе полупроводника всегда имеется некоторое количество свободных одиночных атомов, или ионов, не вошедших в систему кристалла и не закрепленных в узлах кристаллической решетки.

Эти свободные атомы, или ионы, могут появляться вследствие нарушений в структуре кристаллической решетки или из-за наличия в веществе полупроводника посторонних примесей. Наличие этих атомов, или ионов, приводит к созданию отдельных изолированных или локальных энергетических уровней*, расположенных в запретной зоне. Наличие локальных уровней как бы сужает запретную зону полупроводника.

---

* Эти уровни иногда в литературе называются уровнями Тамма по имени советского ученого, открывшего и исследовавшего локальные уровни.

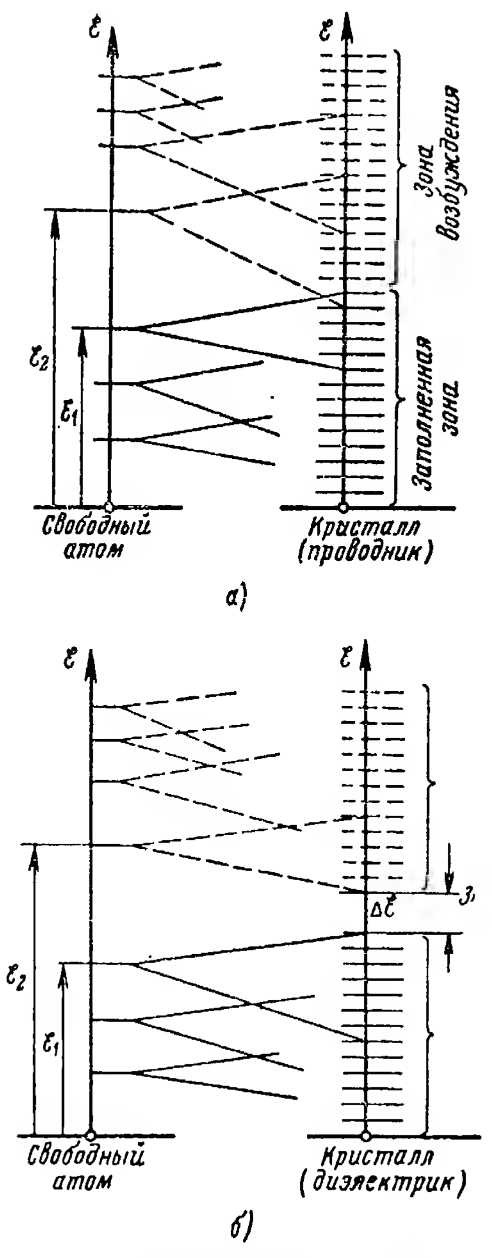


Рис. 4.2. Уровни энергий кристалла:
а — проводник; *б* — диэлектрик.

Большинство полупроводников, применяемых в технике, имеют примеси, атомы которых и образуют локальные уровни. Примесные уровни могут располагаться или ближе к зоне возбуждения *В* или ближе к заполненной зоне *А* (рис. 4.3). Если эти уровни расположены ближе к зоне возбуждения, то под воздействием теплового движения электроны атомов примесей с локальных уровней,

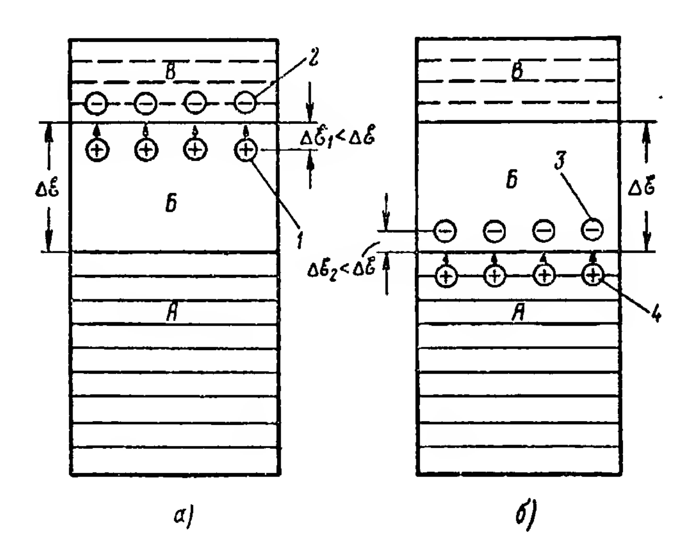


Рис. 4.3. Энергетический спектр электронного и дырочного полупроводника: с донорными примесями (*а*), с акцепторными примесями (*б*):

1 — атомы донорной примеси; *2* — электроны атомов примеси; *3* — атомы акцепторной примеси; *4* — свободные уровни — дырки.

преодолевая зону $\Delta\mathscr{E}_1 < \Delta\mathscr{E}$, переходят в зону возбуждения и создают ток проводимости.

Примеси, атомы которых способны отдавать электроны, называются донорными, а проводимость, создаваемая этими примесями, — электронной проводимостью или проводимостью *n*-типа (от слова negative, обозначающего отрицательный электрон).

При расположении примесных уровней ближе к заполненной зоне возникает локальная зона $\Delta\mathscr{E}_2 < \Delta\mathscr{E}$ и электроны заполненной зоны за счет энергии теплового движения могут перейти на локальные уровни. При этом переходе в заполненной зоне возникают свободные уров-

ни — «дырки», на которые начнут переходить другие электроны этой зоны, заполняя дырки. Возникает так называемая дырочная проводимость или проводимость *p*-типа (от слова positive, обозначающего положительный ион). Примеси же, способные присоединять электроны, называются акцепторными.

Роль примесей могут выполнять не только атомы посторонних веществ, но и атомы самого вещества полупроводника при избытке атомов того или иного элемента, составляющего химическое соединение полупроводника.

Наличие избыточного числа атомов металла, как правило, приводит к возникновению электронной проводимости, а избыточное число атомов металлоида сообщает полупроводнику дырочную проводимость. Например, в сернистом свинце PbS избыток свинца вызывает электронную проводимость, а избыток серы — дырочную.

Таким образом, благодаря наличию локальных уровней для перехода электронов из заполненной зоны в зону возбуждения потребуется меньшая энергия возбуждения, чем при собственном переходе. Отсюда следует, что полупроводники, содержащие примеси или имеющие неоднородности, при низких температурах будут проводить более эффективно, чем чистый исходный материал.

При попадании лучистой энергии на поверхность полупроводников кванты (фотоны) лучистой энергии проникают в поверхностные слои вещества и сообщают электронам энергию, которую последние поглощают. В зависимости от количества поглощенной энергии электроны могут или перейти из заполненной зоны в зону возбуждения, или же выйти из вещества.

Явление возбуждения электронов под воздействием лучистой энергии носит название фотоэлектрического эффекта. Если электроны остаются в веществе, повышая его электропроводность, то наблюдается так называемый внутренний фотоэлектрический эффект, или эффект фотопроводимости. При возникновении электронной эмиссии под воздействием энергии излучения наблюдается внешний фотоэлектрический эффект.

Соответственно этим видам фотоэффекта имеется два типа приемников лучистой энергии. Как уже указывалось, в большинстве инфракрасных устройств самонаведения используются приемники с внутренним фотоэлек-

трическим эффектом — фотосопротивления ($ФС$), у которых под воздействием теплового излучения уменьшается сопротивление слоя.

3. ПАРАМЕТРЫ И ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРИЕМНИКОВ ЛУЧИСТОЙ ЭНЕРГИИ

Приемники лучистой энергии можно охарактеризовать рядом параметров и характеристик. При этом под параметром следует понимать такую величину, одно-единственное значение которой характеризует определенное свойство приемника (при оговоренных условиях измерения). Параметр может быть измерен непосредственно или вычислен по данным измерений других величин.

К основным параметрам приемников лучистой энергии обычно относят: порог чувствительности, интегральную чувствительность, уровень шумов, сопротивление (темновое) и постоянную времени.

Под характеристикой обычно понимают то или иное свойство приемника, которое может быть описано только совокупностью значений каких-либо величин и выражено в виде таблицы или графика.

Следует различать характеристики фотоэлектрические, эксплуатационные и конструктивные. В настоящем разделе рассматриваются только основные фотоэлектрические характеристики, определяющие тактические возможности инфракрасных средств самонаведения.

Рассмотрим вначале основные параметры приемников лучистой энергии.

Порог чувствительности

В инфракрасных системах военного применения важнейшим требованием является большая дальность действия, которая в значительной степени зависит от того минимального значения сигнала от цели, которое может быть зафиксировано приемником лучистой энергии. Поскольку этот сигнал в большинстве случаев определяется шумами приемника, то очевидно, что важнейшим параметром, характеризующим приемник, а следовательно, и систему в целом, будет являться отношение сигнала к величине шумов.

Обычно для инфракрасных устройств за рубежом применяются понятия «эквивалентная мощность шумов» — NEP (noise equivalent power) или эквивалентная плотность мощности шумов — NEI (noise equivalent intensity), которые определяются как мощность потока от цели (или плотность), необходимая для создания сигнала, эквивалентного шуму.

Эквивалентная мощность шумов NEP обозначается через P и выражается зависимостью [16]

$$NEP = P = \frac{\mathcal{J} U_{ш} q_{п}}{U_{с}} \ [вт], \tag{4.1}$$

а эквивалентная плотность мощности шумов

$$NEI = \frac{\mathcal{J} U_{ш}}{U_{с}} \left[\frac{вт}{см^2}\right], \tag{4.2}$$

где $\mathcal{J}$ — интенсивность излучения, $вт/см^2$;
$U_ш$ — напряжение шума;
$q_п$ — площадь чувствительного элемента приемника, измеренная между электродами, $см^2$;
$U_с$ — напряжение сигнала *.

Легко убедиться, что термин «эквивалентная мощность шумов» равносилен известным определениям «пороговая чувствительность» или «порог чувствительности», за которые принимается минимальный (пороговый) поток излучения, создающий в цепи приемника сигнал, равный напряжению шумов или превышающий его в n раз, т. е.:

$$\Phi_п = n \frac{U_ш}{U_с} \Phi \ [вт], \tag{4.3}$$

где

Φ — поток излучения, $вт$;
n — коэффициент надежности или «запаса».

Если поток излучения в выражении (4.3) заменить облученностью E, то это соотношение примет вид

$$\Phi_п = n \frac{U_ш}{U_с} E \left[\frac{вт}{см^2}\right] \tag{4.4}$$

---

* Обозначения величин в формулах (4.1) и (4.2) соответствуют принятым в отечественной литературе.

или с учетом площади чувствительного элемента приемника $q_п$

$$\Phi_п = n \frac{U_ш}{U_с} E q_п \ [вт]. \tag{4.5}$$

Сравнение соотношений (4.4) и (4.5) при $n=1$ с (4.2) и (4.1) показывает полную их идентичность. Таким образом, термин «порог чувствительности» может быть использован как описательное понятие для качественного выражения определений *NEP* и *NEI*.

Из определения порога чувствительности следует, что чем меньше он по абсолютному значению, тем чувствительнее (лучше) приемник.

В последние годы в иностранной и отечественной литературе для сравнения различных приемников используется термин detectivity, характеризующий обнаружительную способность приемника. Соответствующий параметр обозначается буквой D^* и равен

$$D^* = \frac{\sqrt{q_п}\sqrt{\Delta f}}{P} \left[\frac{см \cdot гц^{1/2}}{вт}\right], \tag{4.6}$$

где Δf — ширина полосы пропускания [$гц$].

Достоинство этого параметра состоит в том, что он позволяет производить сравнение приемников различных типов, если известны некоторые условия измерения их параметров: полоса пропускания, температура излучателя и размер чувствительного слоя.

Если соотношение (4.3) разделить на $\sqrt{q_п}$ и $\sqrt{\Delta f}$, т. е. если привести порог чувствительности к единице площади и единице полосы пропускания, то по аналогии с detectivity получим соотношение

$$\Phi^*_п = \frac{1}{D^*} = \frac{\Phi_п}{\sqrt{q_п}\sqrt{\Delta f}} \left[\frac{вт}{см \cdot гц^{1/2}}\right], \tag{4.7}$$

позволяющее сравнивать приемники при известных значениях $\Phi_п$ и D^*.

Интегральная чувствительность

Под термином «интегральная чувствительность» понимается величина реакции приемника на данный поток излучения [38]. В общем виде для фотоэлектрических приемников величина реакции может быть получена

следующим образом. Предположим, что на чувствительную поверхность приемника падает монохроматический поток излучения Ф частоты ν. При этом количество квантов, падающих на приемник в единицу времени, будет равно $N = \frac{\Phi}{h\nu}$. Количество фотоэлектронов, получившихся за счет поглощения N квантов в единицу времени, будет $n = \eta N$, где η — квантовая эффективность, под которой понимается та часть общего количества падающих квантов, которая вызывает появление первичных фотоэлектронов. Если предположить, что фотоэлектроны пройдут через чувствительный элемент, то возникший при этом фототок будет равен $i = en$, где e — заряд фотоэлектрона.

Подставив в выражение для i значение $n = \eta \frac{\Phi}{h\nu}$, получим

$$i = \frac{e\eta\Phi}{h\nu}.$$

Фототок i на сопротивлении нагрузки $R_н$ создает напряжение сигнала $U_с$:

$$U_с = iR_н = \frac{e\eta\Phi}{h\nu} R_н, \qquad (4.8)$$

которое и будет являться реакцией приемника.

Относя величину этой реакции к потоку излучения Ф, получим в общем виде выражение для интегральной чувствительности

$$S = \frac{U_с}{\Phi} = \frac{e\eta}{h\nu} R_н \left[\frac{в}{вт}\right]. \qquad (4.9)$$

Если $R_н$ выразить в омах, а ν — через λ в микронах, то

$$S = 0{,}82\lambda R_н \eta \left[\frac{в}{вт}\right]. \qquad (4.10)$$

Величина S, определяемая формулами (4.9) и (4.10) и имеющая размерность $в/вт$, в практике обычно называется вольтовой чувствительностью.

Для интегральной чувствительности фотосопротивлений существует и другая зависимость, в которой за меру

«реакции» приемника принимается относительное изменение его сопротивления $\frac{\Delta R}{R}$, а вместо потока излучения взята облученность E, т. е.

$$S = \frac{\Delta R}{R} \frac{1}{E} \left[\frac{см^2}{вт} \right]. \qquad (4.11)$$

Для схемы включения приемника, изображенной на рис. 4.4, зависимость (4.11) принимает вид [38]

$$S = \frac{U_с}{U_п E} \frac{(R_т + R_н)^2}{R_т R_н}. \qquad (4.12)$$

Действительно, величина фототока, возникающего при облучении фотосопротивления, равна

$$i = \frac{U}{R_т + R_н},$$

где $R_т$ — темновое сопротивление приемника (при отсутствии облучения);

U — фото-э. д. с., равная $\frac{\Delta R}{R} U_ф$ ($U_ф$ — напряжение на фоточувствительном слое).

Напряжение сигнала, снимаемое с сопротивления нагрузки $R_н$, равно

$$U_с = i R_н = \frac{U R_н}{R_т + R_н} = \frac{\Delta R}{R} U_ф \frac{R_н}{R_т + R_н}. \qquad (4.13)$$

Легко убедиться, что напряжение на фотосопротивлении $U_ф$ составляет часть общего напряжения питания $U_п$ и равно

$$U_ф = U_п \frac{R_т}{R_т + R_н}.$$

Подставив это значение для $U_ф$ в (4.13), получим

$$U_с = \frac{\Delta R}{R} U_п \frac{R_т R_н}{(R_т + R_н)^2}. \qquad (4.14)$$

Согласно определению (4.11) $\frac{\Delta R}{R} = SE$, а из (4.14)

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{U_с}{U_п} \frac{(R_т + R_н)^2}{R_т R_н} \quad или \quad SE = \frac{U_с}{U_п} \frac{(R_т + R_н)^2}{R_т R_н},$$

откуда

$$S=\frac{U_c}{U_п}\cdot\frac{1}{E}\,\frac{(R_т+R_н)^2}{R_т R_н}\left[\frac{см^2}{вт}\right]. \qquad (4.15)$$

При выполнении условия «согласования», т. е. при $R_н=R_т$, зависимость (4.15) упрощается и принимает вид

$$S=4\frac{U_c}{U_п}\cdot\frac{1}{E}\left[\frac{см^2}{вт}\right]. \qquad (4.16)$$

Шумы

В цепи приемника, состоящего из последовательно соединенных источников питания, сопротивления нагруз-

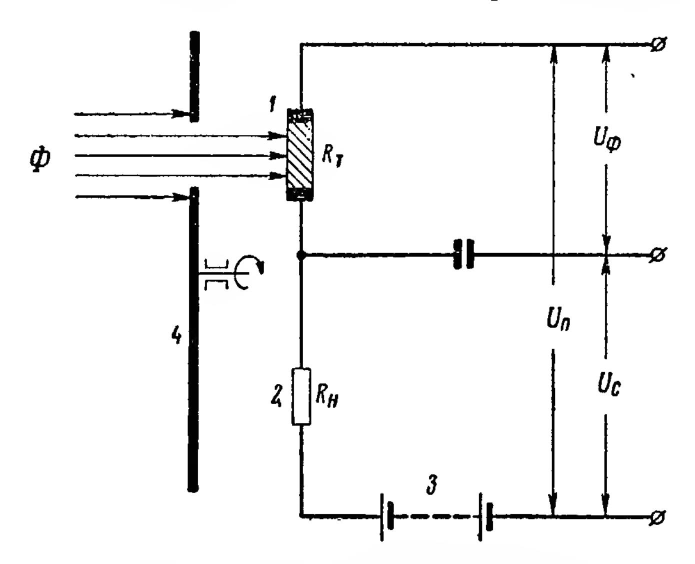


Рис. 4.4. Схема включения приемника:
1 — фотосопротивление; *2* — сопротивление нагрузки; *3* — источник питания; *4* — модулирующий диск.

ки и приемника (рис. 4.4), всегда существуют флюктуации напряжения, которые обычно называют шумами. Эти шумы складываются из:

— тепловых шумов (шумы Джонсона),

— флюктуаций излучения (фона),

— токовых шумов или шумов, вызванных изменением сопротивления контура при протекании темнового тока.

Величина тепловых шумов, как известно, может быть найдена по формуле Найквиста:

$$U_{т} = \sqrt{4kR_{т}T\Delta f}\ [в], \tag{4.17}$$

где k — постоянная Больцмана, равная $1{,}38042 \cdot 10^{-16} \frac{эрг}{град}$;

T — абсолютная температура;

Δf — полоса пропускания, *гц*.

Для напряжения шумов, обусловленных случайными флюктуациями излучения, имеется следующая зависимость [38]:

$$\overline{U}^2_{фл} = S^2\Delta\overline{W}^2, \tag{4.18}$$

где $\Delta\overline{W^2}$ есть средний квадрат флюктуаций мощности излучения, равный

$$\Delta\overline{W}^2 = 16q_{п}\sigma kT^5\Delta f.$$

Токовые шумы могут быть определены из соотношения

$$\overline{U}_i = \sqrt{\overline{B}R_{т}i}\sqrt{\frac{\Delta f}{f}}, \tag{4.19}$$

где $B = 3 \cdot 10^{-11} \div 3 \cdot 10^{-12}$ [38].

Следует иметь в виду также, что

$$U_i = \frac{Ci^2l}{b^3a^3}. \tag{4.20}$$

Здесь C — постоянная, зависящая от материала чувствительного слоя, пропорциональная примерно $1/f$;

l — длина чувствительного элемента;

b — его ширина;

a — толщина.

Большинство полупроводников обладает токовыми шумами, которые, как это следует из (4.20), тем больше, чем тоньше чувствительный слой. Последнее особенно заметно у фотосопротивлений, слои которых получаются испарениями в вакууме.

В общем случае приближенное среднее квадратическое значение величины шумов может быть получено

как корень квадратный из суммы квадратов средних квадратических значений $U_т$, $U_{фл}$ и U_i, т. е.

$$\overline{U}^2_ш = \overline{U}^2_т + \overline{U}^2_{фл} + \overline{U}^2_i. \qquad (4.21)$$

Сопротивление

Под сопротивлением в практике использования приемников лучистой энергии обычно понимают темновое сопротивление фоточувствительного слоя приемника $R_т$, величина которого определяет нагрузочное сопротивление приемника.

Величина темнового сопротивления $R_т$ у различных типов приемников колеблется от десятков ом (сурьмянисто-индиевые фотосопротивления) до десятков мегом (теллуристо-свинцовые фотосопротивления). Из всех параметров приемников лучистой энергии наименее стабильным является темновое сопротивление, величина которого в значительной степени зависит от окружающей температуры.

На рис. 4.5 показано изменение темнового сопротивления $R_т$ от температуры T для сернисто-свинцовых фотосопротивлений.

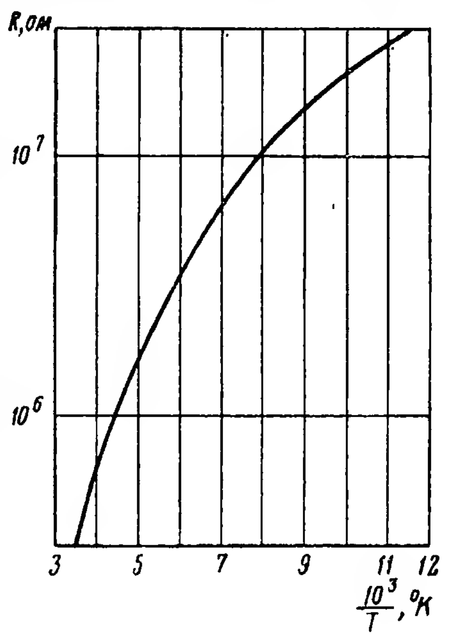


Рис. 4.5. График изменения сопротивления сернисто-свинцового фотосопротивления в зависимости от температуры.

Из рисунка видно, что при охлаждении фотосопротивления от комнатной температуры (293° К) до температуры твердой углекислоты (195°) внутреннее сопротивление изменяется почти на порядок. Изменение же $R_т$ приводит, как это легко заметить из выражений (4.14) и (4.15), к изменениям напряжения сигнала и интегральной чувствительности прибора в целом.

Связь сопротивления $R_т$ слоя и его изменений при изменении температуры с исходными свойствами серни-

стого свинца, из которого изготовлен слой, до сих пор полностью установить не удалось [38].

Наиболее важными из фотоэлектрических характеристик являются спектральная и частотная характеристики, определяющие технические (частотная) и тактические (спектральная) возможности того или иного типа приемника и, следовательно, прибора в целом.

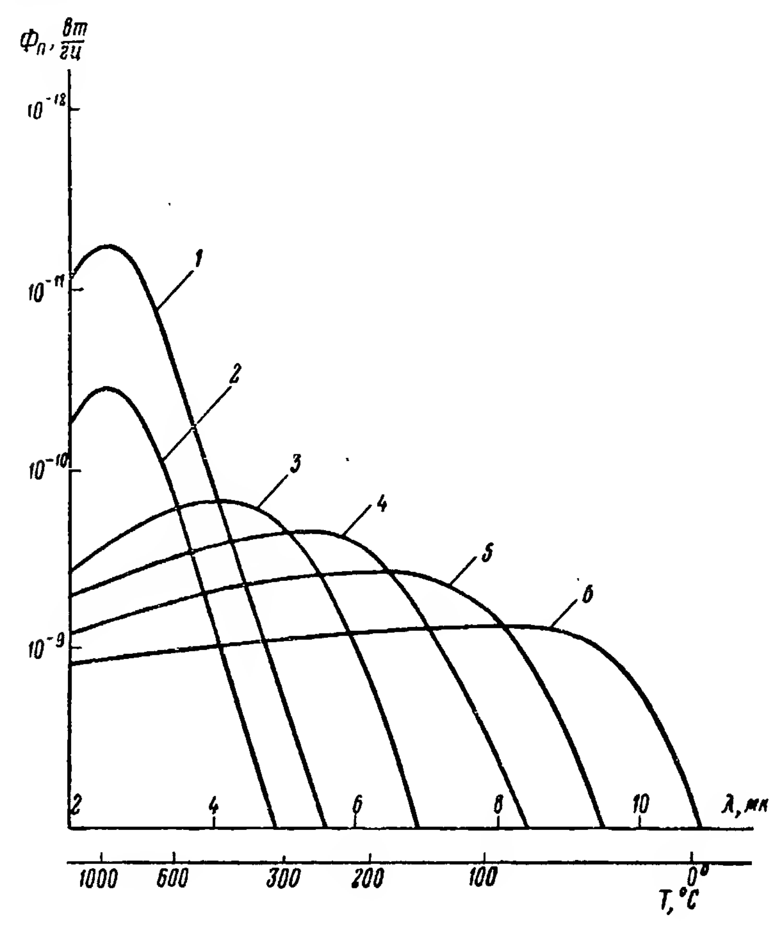


Рис. 4.6. Спектральные характеристики различных приемников лучистой энергии:

1 — охлажденный PbS (—78° C); *2* — неохлажденный PbS; *3* — охлажденный PbTe (—180° C); *4* — охлажденный PbSe (—180° C); *5* — охлажденный InSb (—180° C); *6* — охлажденный Ge (легированный).

На рис. 4.6 приведены кривые изменения порога чувствительности различных приемников в зависимости от

длины волны излучения [4], а на рис. 4.7 — спектральные характеристики охлаждаемых американских приемников [16]. Анализ этих характеристик приводит к выводу, что порог чувствительности современных приемников достигает значений $10^{-10} \div 10^{-11}$ *вт/гц*, а длинновол-

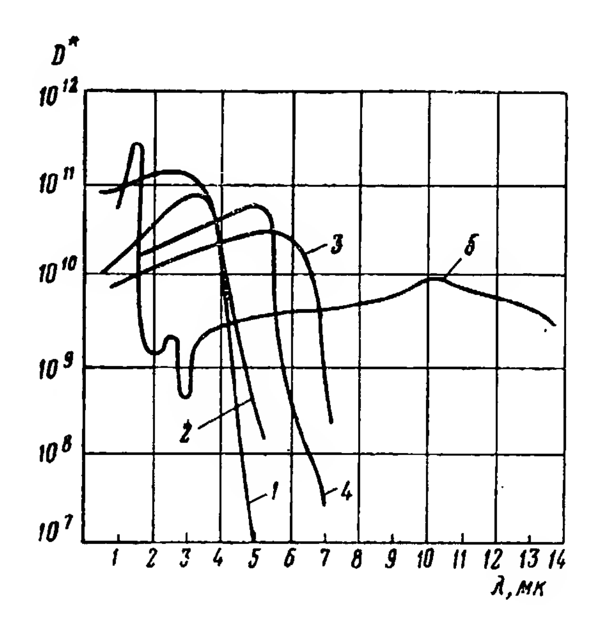


Рис. 4.7. Сравнительные спектральные характеристики охлаждаемых приемников при температуре охлаждения —195° С:

1 — PbS, *2* — PbTe; *3* — PbSe; *4* — InSb при температуре охлаждения —269° С; *5* — Ge (тип ZIP).

новая граница чувствительности доходит до 6—7 *мк* у селенисто-свинцовых и сурьмянисто-индиевых приемников и до 10—15 *мк* у германиевых.

Частотная характеристика приемника определяет зависимость его чувствительности от частоты модуляции лучистого потока. Вид частотной характеристики определяется постоянной времени приемника.

На рис. 4.8 изображены частотные характеристики неохлажденного и охлажденного углекислотой сернисто-свинцовых фотосопротивлений. В [38] приводится зависимость интегральной чувствительности приемника S от

частоты модуляции потока $f_м$, определяемая выражением

$$S = \frac{S_0}{\sqrt{1 + (2\pi f_м \tau)^2}}, \qquad (4.22)$$

при условии, что чувствительность можно охарактеризовать единственной постоянной времени τ (S_0 — чувствительность при низких частотах модуляции).

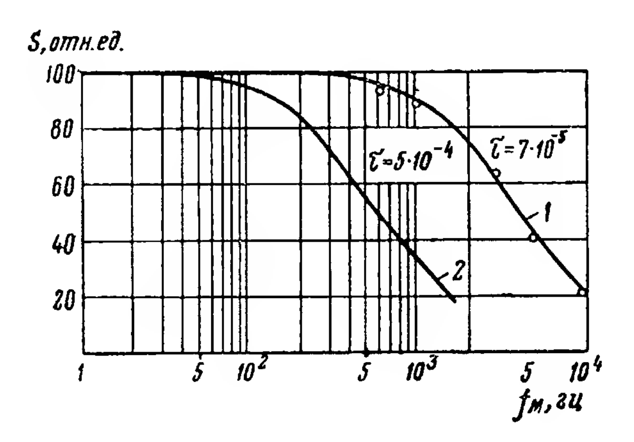


Рис. 4.8. Частотные характеристики сернисто-свинцовых фотосопротивлений:

1 — неохлажденного; 2 — охлажденного до температуры —78° С.

Зная постоянную времени τ приемника, приводимую обычно в паспорте, можно подсчитать значение чувствительности для любой частоты модуляции потока. Например, если требуется, чтобы система имела при неохлажденном фотосопротивлении быстродействие не более 200 *мксек*, что соответствует частоте 5 000 *гц*, то чувствительность при этом будет составлять всего 40% от $S_0 = 1$.

При использовании охлаждаемого фотосопротивления уже при $f_м = 400$ *гц* чувствительность уменьшается на 40%. Поэтому к современным приемникам предъявляются весьма жесткие требования по постоянной времени, которая у германиевых и сурьмянисто-индиевых приемников составляет менее 10^{-6} *сек*.

Для приемников с $\tau \geqslant 1$ *мсек* в [38] приводится следующая зависимость минимальной обнаруживаемой мощности $W_{мин}$ от частоты модуляции потока $f_м$:

$$W^2_{\text{мин}} = \frac{\tau}{\omega}(1 + \omega^2\tau^2). \qquad (4.23)$$

Здесь τ—постоянная времени фотослоя; $\omega = 2\pi f_{\text{м}}$. Из этой формулы следует, что $W_{\text{мин}}$ имеет минимальное значение при $\omega = \frac{1}{\tau}$, т. е. существует оптимальная частота модуляции. Указывается, что приведенное соотношение справедливо для частот $f_{\text{м}}$ порядка $\frac{1}{2\pi\tau}$.

4. ТИПЫ ПРИЕМНИКОВ ЛУЧИСТОЙ ЭНЕРГИИ

В данном параграфе будут рассмотрены особенности некоторых видов приемников лучистой энергии: германиевых, сурьмянисто-индиевых, приемников с «продольным» фотоэффектом и волноводных приемников.

Существует два типа германиевых приемников: приемники с собственной фотопроводимостью и приемники с примесной проводимостью.

Выше была рассмотрена физическая сущность примесной проводимости за счет донорных или акцепторных примесей. Собственная проводимость, или собственное возбуждение, обусловливается переходом электрона из состояния в валентной (заполненной) зоне в зону проводимости (возбуждения). Каждое такое возбуждение дает один свободный электрон и одну свободную дырку.

Германиевые приемники с собственной фотопроводимостью в пределах длин волн 0,6—2,0 *мк* используются обычно в виде фотодиодов и фототриодов. Введение в германий разного рода примесей (золота, меди, цинка и др.) увеличивает длинноволновую границу его чувствительности.

Атомы золота добавляются к германию в процессе выращивания монокристалла. Приемники из германия, легированного золотом (Ge : Au), обычно работают при температуре 78° К, т. е. при точке кипения жидкого азота. Постоянные времени различных приемников изменяются от 0,01 до 1 *мксек*.

Добавление к германию кадмия позволяет создать приемник с длинноволновой границей чувствительности

порядка 25 *мк*, однако охладителем при этом должен быть жидкий водород (25° К). При температурах, превышающих 25° К, пороговая чувствительность быстро уменьшается.

Примеси цинка добавляются к чистому германию в процессе выращивания его кристалла. Порог чувствительности такого приемника достигает 40 *мк*. Цинк может быть добавлен к германию в большем количестве, чем золото или медь. Это позволяет изготовить приемники в виде тонких слоев. Температура охладителя не должна превышать 10° К, поэтому чувствительный слой обычно устанавливается в двойном сосуде Дьюара, во внешней камере которого находится жидкий азот, а во внутренней—жидкий гелий.

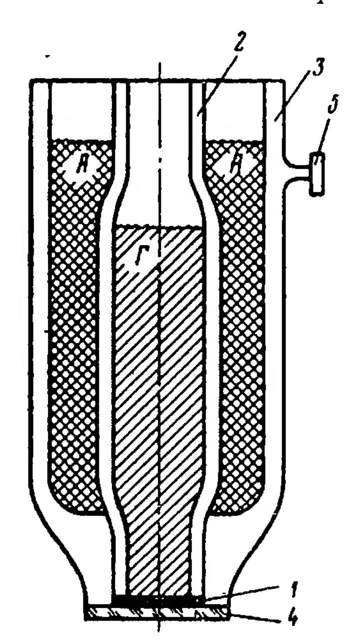


Рис. 4.9. Схема устройства приемника 536—1ZIP:

1 — чувствительный слой; *2* — резервуар для гелия Г; *3* — резервуар для азота А; *4* — выходное окно; *5* — кран к вакуумнасосу.

На рис. 4.9 показан в схематическом виде разрез приемника типа 536 — 1ZIP (Zinc-Impurity Photoconductor), разработанного Исследовательской лабораторией ВМФ США. Приемник работает при температуре жидкого гелия (4° К), для чего чувствительный слой *1* смонтирован в криостате с двойным резервуаром. Во внутреннем резервуаре *2* содержится жидкий гелий *Г*, а в наружном резервуаре *3* — жидкий азот *А*. Размеры криостата: длина 45 *см*, диаметр 15 *см*. Чувствительная площадка имеет размеры 2×2 *мм*. Чувствительность приемника, характеризуемая D^*-фактором, равна $4 \cdot 10^9$ *см/вт* к излучателю с температурой 500° К при частоте модуляции 800 *гц* и ширине полосы пропускания $\Delta f = 1$ *гц*.

Если учесть, что $D^* = \frac{\sqrt{q_п}}{\Phi_п}$, где $q_п = 0{,}04$ *см*², то мож-

но получить порог чувствительности, равный $\Phi_п = \frac{0,2}{4 \cdot 10^9} = 5 \cdot 10^{-11}$ *вт*; учитывая, что D^*-фактор взят для $\Delta f = 1$ *гц*, получим $\Phi = 5 \cdot 10^{-11} \frac{вт}{гц}$.

Добавление сурьмы к расплавленному германию позволяет создать приемники, которые имеют наибольшую

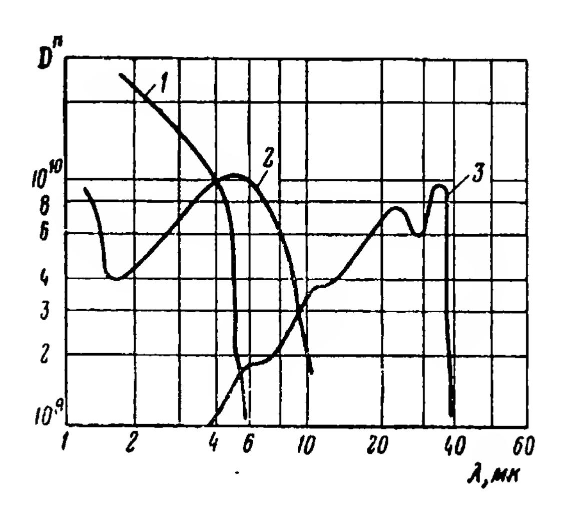


Рис. 4.10. Спектральные характеристики германиевых приемников:

1 — германий, легированный золотом и компенсированный сурьмой ($t_{охл} = -195°$ С); *2* — германий, легированный золотом ($t_{охл} = -195°$ С); *3* — германий, легированный цинком ($t_{охл} = -231°$ С).

длинноволновую границу чувствительности из всех фотоэлектрических приборов [47]. При охлаждении приемника до температуры 2° К длинноволновый порог чувствительности достигает 130 *мк*.

Спектральные характеристики приемников из легированного германия приведены на рис. 4.10. Преимущества их особенно заметны при индикации слабо нагретых тел.

Приемники из сурьмянистого индия InSb (антимонида индия) в силу специфических свойств (малая инерционность, стабильность параметров, стойкость к атмо-

сферным воздействиям) в последнее время находят все большее и большее применение.

Существует три типа сурьмянисто-индиевых приемников: фотосопротивления, приемники с фотомагнитным эффектом и приемники с фотоэффектом в запирающем слое. Фотосопротивления представляют собой тонкие пластины толщиной 20—40 *мк*, механически или электролитически отполированные. К пластинам с помощью индия припаиваются электроды.

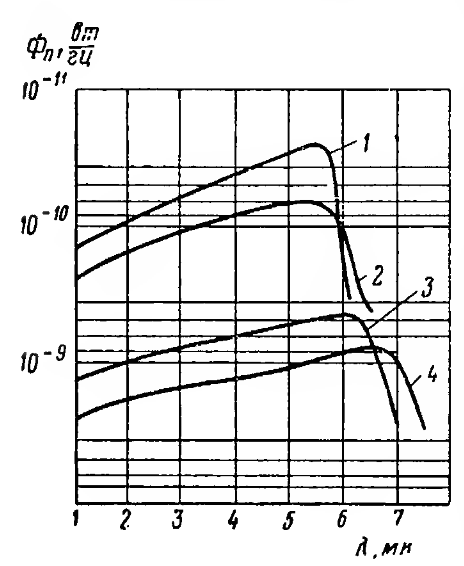


Рис. 4.11. Спектральные характеристики сурьмянисто-индиевых фотосопротивлений:

1 — охлажденного до —185° С (жидкий азот); *2* — охлажденного до —78° С (твердая углекислота); *3* — охлажденного до —30° С (термоэлектрическим путем); *4* — неохлажденного.

На рис. 4.11 приведены характеристики сурьмянисто-индиевых фотосопротивлений при различных температурах слоя. Замечательным свойством этих фотосопротивлений, как это видно из рис. 4.11, является увеличение длинноволновой границы чувствительности с повышением температуры слоя. Так, если у фотосопротивления с охлаждением до температуры жидкого азота граница чувствительности доходит до 6 *мк* (кривая *1*), то у неохлаждаемого фотосопротивления она равна 7,5 *мк* (кривая *4*).

Сурьмянисто-индиевые фотосопротивления имеют темновое сопротивление $R_т=20$ *ком* при температуре 90° К и 120 *ом* при температуре 20° С и постоянную времени меньше $4 \cdot 10^{-7}$ *сек*. Малое внутреннее сопротивление делает удобным применение транзисторных схем усиления.

Второй тип сурьмянисто-индиевых приемников основан на эффекте Холла, заключающемся в том, что если однородную полупроводниковую пластину поместить в магнитное поле с напряженностью H, направленное по оси x (рис. 4.12), и пропустить через нее ток i, на-

правление которого перпендикулярно направлению магнитного поля, то между точками A и B, симметрично расположенными на гранях a, $в$, возникнет разность потенциалов, равная $U = R\frac{iH}{l}$, где R — так называемая постоянная Холла, l — длина пластины.

Возникновение разности потенциалов может быть объяснено следующим образом. Известно, что на движущийся в магнитном поле электрический заряд дей-

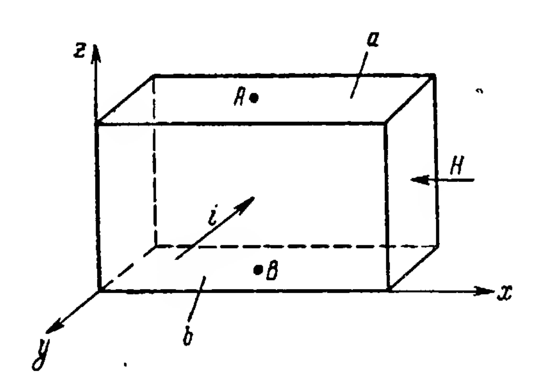


Рис. 4.12. Принцип действия фотомагнитного приемника.

ствует сила $F = evH\sin\varphi$, где e — величина заряда, v — скорость его движения, φ — угол между направлениями v и H; при угле $\varphi = 90°$ $F = evH$ и сила F будет перпендикулярна v и H. Вследствие этого, согласно законам механики, сила F будет стремиться изменить направление скорости движения заряда, не меняя ее величины, таким образом, что заряды будут отклоняться вверх или вниз в зависимости от направлений H и i.

В нашем примере электроны, двигаясь справа налево (по оси y), будут под воздействием силы F отклоняться вверх и отрицательно заряжать верхнюю грань пластины; при этом противоположная грань будет положительной.

Если переднюю поверхность кристаллической пластины сурьмянистого индия облучить инфракрасными лучами, то в поверхностном слое образуются носители тока пары «электрон — дырка», которые начнут диффундировать в глубь кристалла.

Под воздействием магнитного поля электроны и дырки начнут отклоняться в противоположные стороны: электроны — вверх, заряжая грань *a* отрицательно, а дырки — вниз, заряжая грань *b* положительно. Между точками *A* и *B* возникнет фотомагнитная э. д. с., величина которой определяется зависимостью

$$U_{\text{фм}} = i_{\text{фм}} R_{\text{т}},$$

где $i_{\text{фм}}$—фотомагнитный ток, являющийся функцией облученности *E*, напряженности *H*, геометрических размеров

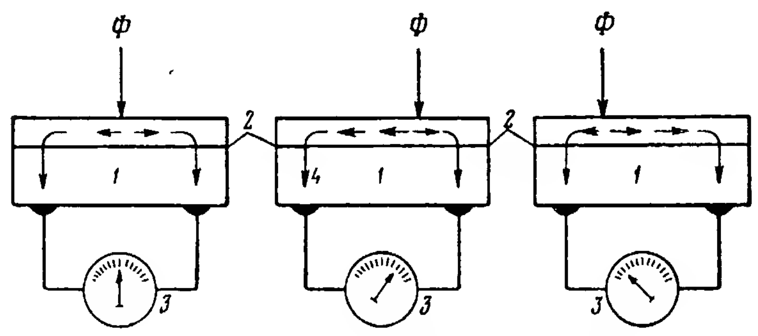


Рис. 4.13. Схема работы приемника с продольным фотоэффектом:

1 — полупроводник; 2 — *p-n* переход; 3 — измерительный прибор; 4 — фототок.

пластины, времени жизни и подвижности носителей.

Достоинством приемников данного типа является возможность их применения без источников питания и малая постоянная времени. К числу таких приемников относится, в частности, приемник 1-02, разработанный фирмой Radiation Electronics Company, в котором используется сурьмянистый индий, охлажденный до температуры жидкого азота. Приемник имеет чувствительный слой размером 0,1×0,1 *мм*, внутреннее сопротивление 1 000—40 000 *ом* и порог чувствительности $2 \cdot 10^{-12}$ *вт* при длине волны 5 *мк* и $7 \cdot 10^{-12}$ *вт* к излучателю с температурой 500° К.

В последнее время появились такие типы приемников лучистой энергии, которые не только индицируют излучение объектов, но и определяют их координаты, не имея при этом каких-либо движущихся частей.

Принцип действия таких приемников основан на так называемом «продольном» фотоэффекте, заключающем-

ся в том, что при падении излучения на электронно-дырочный переход типа p-n в полупроводниковом слое возникает не только поперечная фото-э. д. с., но и слабые продольные или боковые токи, которые могут быть обнаружены чувствительным измерительным прибором (рис. 4.13).

Если изображение точечной излучающей цели расположено посредине между контактами (электродами),

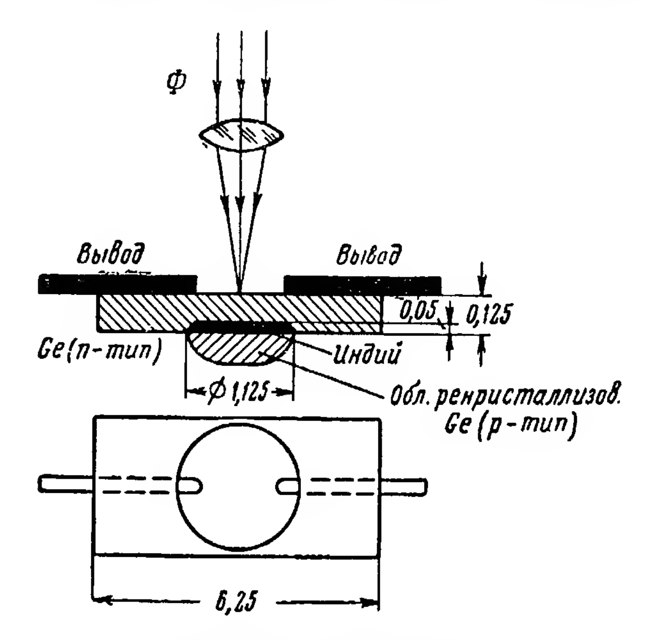


Рис. 4.14. Конструкция германиевого приемника с продольным фотоэффектом.

к которым присоединен измерительный прибор, то возникающие боковые токи проходят равные расстояния и падение напряжения между контактами за счет обоих токов компенсируется, так что суммарное напряжение равно нулю.

Смещение изображения цели в ту или другую сторону вызывает появление напряжения, полярность которого зависит от направления смещения изображения цели, а величина — от величины смещения.

Зависимость продольного фотосигнала от координаты светового пятна (изображения цели) называется инверсионной характеристикой p-n перехода.

Для определения положения цели по двум координатам приемник изготовляется в форме круга с выходными контактами, расположенными по окружности через 90°. Одновременно с отдельного вывода снимается обычный фотоэлектрический сигнал, пропорциональный облученности и не зависящий от положения источника излучения в пространстве.

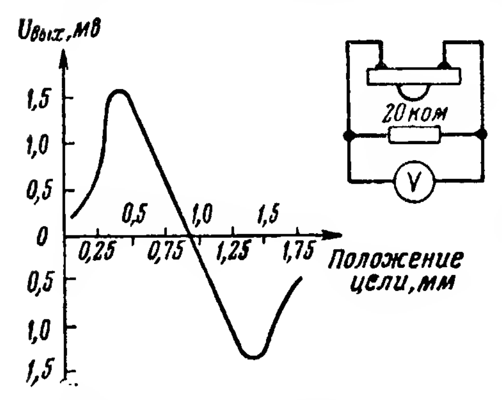


Рис. 4.15. Пеленгационная характеристика германиевого приемника с продольным фотоэффектом.

На рис. 4.14 изображена конструкция подобного приемника фирмы Radio Corporation of America, а на рис. 4.15 приведена его пеленгационная характеристика.

Приемник состоит из квадратной германиевой пластины длиной 6,25 *мм* и толщиной 0,125 *мм* с удельным сопротивлением 1—2 *ом·см*, к которой припаяна таблетка индия диаметром 1,125 *мм*. Два контакта расположены симметрично.

Фирмой Electro-Optical Systems разработано три типа приемников, основанных на явлении продольного фотоэффекта. Первый образец из кремния предназначался для работы в видимой и ближней инфракрасной областях спектра (0,5—1,1 *мк*) и имел следующие характеристики: порог чувствительности — 0,015 *мквт*; угловая чувствительность на 1 *мвт* падающей мощности при фокусном расстоянии объектива 25 *см* — 16 *мв/угл. сек*; разрешающая способность по углу — 0,1 угловых секунд; постоянная времени — 5 *мксек*; линейная чувствительность на 1 *мвт* мощности — 12,8 *мв/мм*; внутреннее сопротивление 3 *ком*.

Два последующих варианта приемников предназначены для работы в области 3—6 *мк*. Кремний заменен сурьмянистым индием с применением охлаждения с помощью азота или жидкой углекислоты.

В обоих вариантах в качестве основного материала используется сурьмянистый индий с проводимостью *n*-типа, но в первом варианте он имеет малое удельное

сопротивление ($2,5 \cdot 10^{-2}$ *ом·см*), а во втором — большое. В обоих случаях излучение падает на *p*-слой. В первом варианте выводы подводятся к базе, а во втором — к *p*-слою.

Приемники обладают следующими характеристиками:

	Вариант № 1	Вариант № 2
Толщина *n*-слоя, *мм*	0,05	0,0125
Толщина *p*-слоя, *мм*	0,0125	0,05
Выходной импеданс, *ом*•	6,2	500
Чувствительность, *в/вт*	0,80	64
D^*-фактор, $гц^{1/2}/вт$	$5 \cdot 10^9$	$5 \cdot 10^{10}$

(Последняя характеристика вычислена для длины волны 5 *мк*).

Первый вариант хуже с точки зрения чувствительности и D^*-фактора, но при существующих материалах его легче осуществить.

В экспериментальных образцах *p-n* переход получается на сурьмянистом индии *n*-типа путем диффузии цинка из парообразной фазы. В готовом виде образцы имеют толщину 0,37 *мм* и расстояние между контактами 5 *мм*.

Появились сообщения о том, что такие приемники можно изготовить из сурьмянистого индия с двумя спаями, у которых поперечный фотоэффект возникает в поверхностном спае. При четырех спаях приемник может определять угловые координаты цели по двум направлениям [4].

Принципиально отличным от описанных устройством является приемник лучистой энергии фирмы General Bronze Electronics, в котором кристалл германия, легированного золотом, возбуждается полем СВЧ. Кристалл помещен внутри объемного резонатора с острой настройкой и расположен в фокальной плоскости приемного объектива. При облучении кристалла инфракрасными лучами изменяется его комплексная диэлектрическая постоянная, что вызывает изменение настройки резонатора.

Схема «волноводного» приемника изображена на рис. 4.16. Он представляет собой волноводный тройник, одно из плеч которого служит для подачи энергии СВЧ, второе плечо состоит из двух одинаковых резонаторов с кристаллами германия; сигналы, отраженные от резонаторов, складываются в третьем (выходном) плече

с разностью фаз 180°. При облучении одного из кристаллов нарушается равенство амплитуд отраженных сигналов и на выходе приемника возникает сигнал.

Важным преимуществом приемника данного типа считают относительно низкий уровень шумов, обусловленный отсутствием внешних контактов у кристалла.

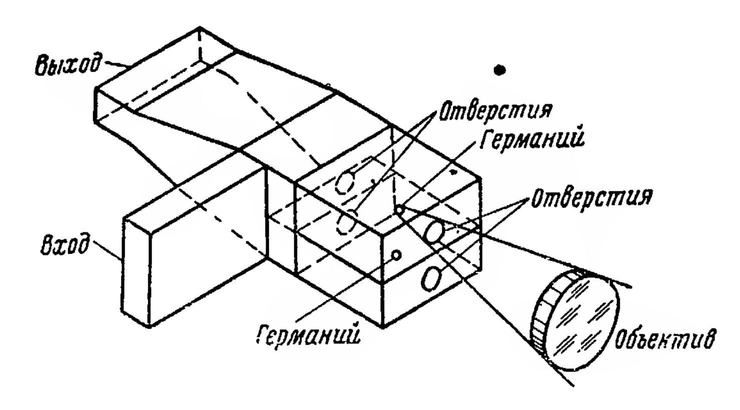


Рис. 4.16. Схема «волноводного» приемника.

По мнению специалистов фирмы, чувствительность волноводного приемника будет на 3—5 порядков выше, чем у сернисто-свинцовых фотосопротивлений.

5. КВАНТОВОМЕХАНИЧЕСКИЕ ГЕНЕРАТОРЫ И УСИЛИТЕЛИ

В последние годы появились сообщения о создании приборов, основанных на новых методах излучения и усиления (приема) электромагнитных колебаний. Эти приборы получили название квантовомеханических (квантовых) генераторов и усилителей [35, 36, 49, 50].

Прежде чем перейти к объяснению принципа действия квантовомеханических приборов, рассмотрим вопрос о спонтанном и индуцированном излучении.

Обычные источники света (лампы с нитью накала, электрические дуги и т. д.) представляют собой нагретые тела. Правда, в неоновых лампах стенки остаются холодными, но электроны и атомы внутри них ускоряются до больших скоростей, что соответствует повышению температуры.

Атомы в тепловых источниках излучения непрерывно «раскачиваются», т. е. переходят в возбужденное состояние, которое заключается в том, что за счет поглощения фотонов (квантов) атомы переходят в другое энергетическое состояние (на верхний уровень) подобно электронам, о которых говорилось в § 2*. Через некоторый промежуток времени (порядка 10^{-7} *сек*) атомы самопроизвольно либо переходят на нижний уровень, либо остаются в каком-то новом состоянии. Переход атома на нижний уровень, как и у электронов, сопровождается испусканием кванта, энергия которого равна

$$\Delta\mathcal{E} = h\nu = \mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_1. \tag{4.24}$$

Этот процесс носит название спонтанного (самопроизвольного) излучения.

Переход атомов с верхних энергетических уровней на нижний уровень происходит в разные моменты времени, вследствие чего испускание фотонов носит беспорядочный характер. Иными словами, световые волны, испускаемые обычными источниками света, *некогерентны*. Световые волны испускаются в виде беспорядочно следующих одна за другой независимых волновых посылок, которые усиливаются или гасят друг друга совершенно случайным образом. Поэтому обычные источники света не позволяют генерировать волны такой же мощности и той же спектральной чистоты, какие достижимы при генерации радиоволн.

Попытки распространить возможности электронных генераторов на диапазон волн короче 1 *мм* сопряжены с громадными трудностями. Особенно сложно изготовить резонаторные устройства для настройки генераторов, которые должны быть соизмеримы с длиной излучаемых волн. Естественно, что от попыток создавать такие микроскопические устройства отказались и вместо них стали использовать природные атомные или молекулярные резонаторы. Такой подход оказался возможным на основе использования так называемых индуцированных или стимулированных переходов. Сущность этого явления заключается в том, что если на атом, на-

---

* Следует иметь в виду, что атомы в квантовомеханических системах, в отличие от свободных электронов, не перемещаются в материале вещества, а совершают колебательные или вращательные движения.

ходящийся в возбужденном состоянии, воздействовать электромагнитным полем (излучением), частота которого совпадает с частотой спонтанного излучения, то атом может совершить переход на нижний уровень, излучив при этом энергию такой же частоты.

Особенным свойством этого излучения является его когерентность (синфазность) с индуцирующим полем. В результате такого явления пришедший со стороны фотон (излучение) получает приращение за счет фотона, излученного возбужденным атомом. В свою очередь эти два фотона воздействуют на следующие атомы и получается лавинообразный процесс.

В то время как спонтанное излучение частиц является хаотическим и некогерентным, имея широкий спектр волн, индуцированное излучение является когерентным, т. е. частицы излучают одновременно и в одной фазе в весьма узком диапазоне длин волн.

Следует, однако, иметь в виду, что не всякий переход частиц с верхнего уровня на нижний или наоборот сопровождается излучением или поглощением энергии. Возможны и безызлучательные переходы, при которых энергия расходуется на нагрев кристаллической решетки.

Так как вероятности индуцированного излучения и поглощения равны, то для получения явления излучения необходимо, помимо прочих условий, чтобы число частиц на верхних уровнях было больше, чем на нижних. Поскольку в нормальном термодинамическом состоянии число частиц на нижних уровнях энергии всегда больше, чем на верхних, то для соблюдения указанного условия необходимо применить методы, обеспечивающие «заселенность» верхних уровней большим числом частиц. Для перевода атомов в возбужденное состояние производится «впрыскивание» в систему электромагнитной энергии на длине волны, отличной от длины волны индуцирующего излучения. Этот процесс называется «накачкой».

Способность частиц излучать электромагнитные волны при переходе с высшего энергетического уровня на низший под воздействием стимулирующего излучения и используется в квантовомеханических усилителях и генераторах. Приоритет открытия этих приборов принадлежит советским ученым Н. Г. Басову и А. М. Прохорову [51].

В настоящее время квантовомеханические приборы видимого и инфракрасного диапазонов называют оптическими квантовыми генераторами (ОКГ) и оптическими квантовыми усилителями. За рубежом эти приборы носят название *лазер* и *иразер* от начальных букв английских слов light (infrared) amplification by stimulated emission of radiation — усиление света путем стимулированного излучения электромагнитных волн *.

Предположим, что некая квантовая система обладает двумя энергетическими уровнями, причем на каждом из них может находиться произвольное число частиц (рис. 4.17). При термодинамическом равновесии распределение частиц по уровням характеризуется формулой Больцмана

$$N_i = Ae^{-\frac{\mathscr{E}_i}{kT}}, \tag{4.25}$$

где N_i — число частиц на i-м уровне;

A — нормированная постоянная;

$\mathscr{E}_i$ — энергия i-го уровня;

k — постоянная Больцмана;

T — абсолютная температура.

Из приведенного соотношения следует, что при любом положительном значении T число частиц с возрастанием энергии уровней убывает, т. е. имеет место неравенство $N_l > N_m$ при $\mathscr{E}_l < \mathscr{E}_m$.

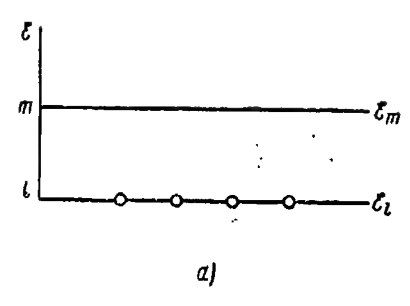
Чтобы получить неравновесную систему, у которой соблюдалось бы условие

$$N_l < N_m \text{ при } \mathscr{E}_l < \mathscr{E}_m,$$

необходимо в формуле Больцмана считать величину T отрицательной. Поэтому такие состояния систем, у которых верхний уровень имеет большее число частиц, чем

---

* Для диапазона СВЧ квантовомеханические приборы называются *мазерами* от слов: Microwave amplification by stimulated emission of radiation.



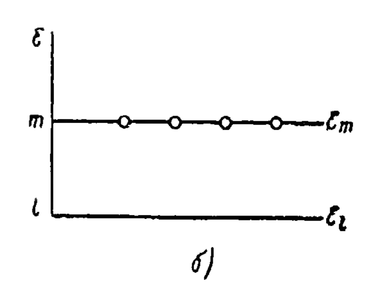


Рис. 4.17. Распределение частиц при различных температурных состояниях:
а — при $T \to +0°$, *б* — при $T \to -0°$.

нижний, получили условное название состояний с отрицательной температурой [3].

Таким образом, одной из основных характеристик систем с отрицательной температурой является наличие «активных частиц», образующихся в единицу времени, т. е. избыток их на верхнем уровне по сравнению с низшим. Это число определяет мощность, которую может излучать система.

Понятие отрицательной температуры может быть обобщено и на системы с произвольным числом уровней, когда распределение частиц по энергетическим уровням системы описывается функцией распределения g_n. Эта функция пропорциональна вероятности нахождения частиц системы в n-квантовом состоянии, т. е.

$$N = \sum_n g_n,$$

где N — число частиц системы, а сумма берется по всем энергетическим состояниям системы [3].

Все системы, описываемые функцией распределения, можно разделить на два вида:

— системы, у которых вероятность нахождения частиц на энергетическом уровне с энергией $\mathscr{E}$ уменьшается с увеличением энергии во всем интервале энергетических состояний, т. е. $g_l > g_m$ при $\mathscr{E}_l < \mathscr{E}_m$,

— системы, у которых хотя бы для двух энергетических уровней имеет место неравенство $g_l < g_m$ при $\mathscr{E}_l < \mathscr{E}_m$.

Очевидно, что к системам первого вида относятся системы, находящиеся в термодинамическом равновесии.

Для систем второго вида, имеющих состояние с отри-

цательными температурами по отношению к уровням $\mathcal{E}_l$ и $\mathcal{E}_m$, распределение частиц по этим уровням может быть формально описано теми же формулами при условии, что T принимает отрицательные значения.

Не рассматривая методов, которыми получаются состояния с отрицательными температурами, заметим, что по-разному ведут себя системы обоих видов и по отношению к взаимодействующему с ними монохроматическому излучению с частотой $\nu = \frac{\mathcal{E}_m - \mathcal{E}_l}{h}$. Система с положительной температурой поглощает проходящее через нее излучение, система с отрицательной температурой по отношению к уровням $\mathcal{E}_l$ и $\mathcal{E}_m$ при прохождении через ее излучения частоты $\nu = \frac{\mathcal{E}_m - \mathcal{E}_l}{h}$ усиливает это излучение.

Перейдем к рассмотрению принципов действия и устройства оптических квантовых приборов.

В первых образцах оптических квантовых приборов, разработанных в 1960 г. Мейманом (лаборатория фирмы Huges Aircraft Company), в качестве активной среды, в которой проявлялся эффект квантовой генерации в оптическом диапазоне спектра, использовался кристалл рубина. Синтетический рубин представляет собой окись алюминия, в котором небольшое число атомов алюминия замещено атомами хрома. Чем больше примесь хрома, тем гуще цвет рубина. Мейман применял бледнорозовый рубин, содержащий 0,05% хрома.

При освещении кристалла рубина белым светом или светом, содержащим зеленую часть спектра, атомы хрома возбуждаются и переходят на более высокие уровни (рис. 4.18), поглощая энергию зеленой части спектра (0,56 *мк*). Возвращение атомов в основное состояние осуществляется только двумя последовательными переходами. При первом переходе атомы отдают часть своей энергии кристаллической решетке (безызлучательный переход на промежуточные уровни, или R-уровни) и некоторое время пребывают в так называемом метастабильном состоянии. При отсутствии воздействия извне они остаются в этом состоянии несколько миллисекунд, а затем возвращаются в основное состояние. Фотоны,

испускаемые при этом втором переходе, имеют при комнатной температуре длину волны 0,6943 *мк*.

При воздействии на кристалл рубина слабого, подлежащего усилению, излучения соответствующей длины волны атомы хрома излучают фотоны и возвращаются

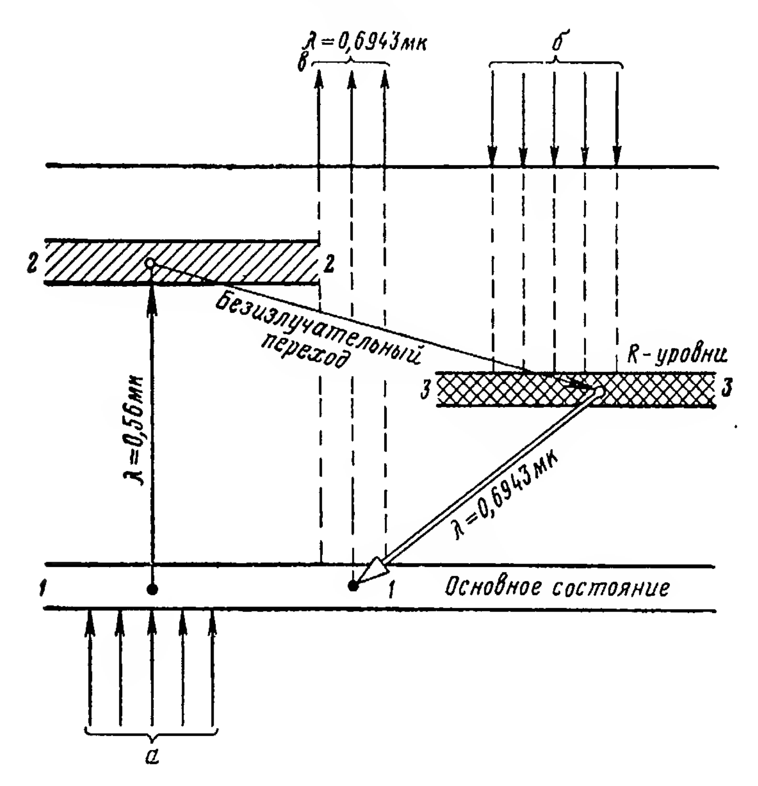


Рис. 4.18. Схема энергетических состояний в кристалле рубина при воздействии на него излучения накачки и принимаемого (усиливаемого) излучения:
1—1 — нижние уровни (основное состояние); *2—2* — уровни поглощения; *3—3* — метастабильные уровни (*R* — уровни); *а* — излучение накачки, *б* — принимаемое (усиливаемое) излучение; *в* — усиленное излучение.
Направления излучений *а*, *б*, *в* показаны условно.

в основное состояние гораздо быстрее, чем в нормальных условиях. В результате возникает интенсивный поток фотонов с длиной волны 0,6943 *мк*. Излучение всех частиц находится в одной фазе и в очень узкой полосе частот.

Возможность индуцированного излучения обеспечивается тем, что время перехода с уровней *2—2* на уров-

ни *3—3* и с уровней *3—3* на уровни *1—1* меньше, чем время перехода с уровней *2—2* на уровни *1—1*, в результате чего уровни *3—3* оказываются более «заселенными», чем уровни *1—1*.

Для возбуждения атомов хрома используется лампа «накачки» или «подсветки». Мейман первым обнаружил, что импульсная лампа широкополосного света, питаемая мощным источником тока, способна переводить большинство атомов хрома в возбужденное состояние. Так как для возбуждения частиц вещества используется только небольшая часть спектра излучения, создаваемого лампой накачки, к. п. д. последней весьма мал.

Для увеличения мощности индуцированного излучения используется эффект многократного прохождения излучения через вещество за счет отражения от зеркальных стенок объемного резонатора и вовлечения все большего и большего количества частиц в процесс излучения.

В сантиметровом диапазоне волн нетрудно построить резонатор размером в одну длину волны с одним-единственным типом распространяющихся в нем колебаний, что приведет к образованию на выходе излучения строго определенной частоты.

В оптическом диапазоне одноволновый резонатор должен иметь настолько малые размеры, что реализовать его было бы весьма трудно. Однако квантовый генератор для оптического диапазона можно построить с резонатором, по размерам в тысячи раз большим длины излучаемой волны, если в нем будет поддерживаться преимущественно один определенный тип колебаний.

Принцип действия объемного резонатора может быть пояснен при помощи рис. 4.19. До возникновения лавины фотонов (рис. 4.19,*а*) атомы хрома кристалла находятся в основном состоянии (черные кружки). При «накачке» светом (стрелки на рис. 4.19,*б*) большинство атомов переводится в возбужденное состояние (белые кружки). Лавинообразный поток фотонов возникает, когда хотя бы один возбужденный атом спонтанно испускает фотон параллельно оси кристалла (горизонтальные стрелки на рис. 4.19,*в*). Фотоны, испускаемые в других направлениях, улетают за пределы кристалла, а этот фотон побуждает другой атом испустить второй («индуцированный») фотон. Этот процесс продолжается (рис. 4.19,*г*, *д*), поскольку фотоны, отражаясь от зеркаль-

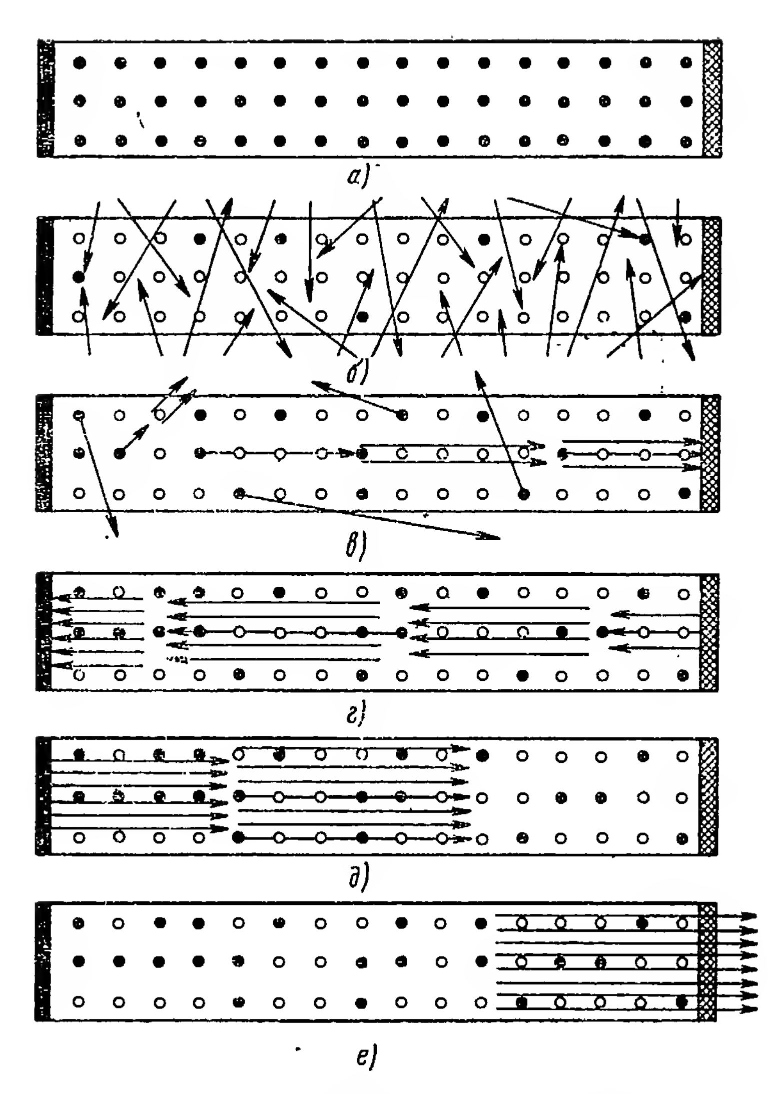


Рис. 4.19. Принцип действия объемного резонатора.

ных торцов кристалла, перемещаются взад и вперед по кристаллу в осевом направлении, чем достигается большое усиление света. Часть пучка выходит наружу через полупрозрачную торцевую поверхность кристалла (рис. 4.19,*е*).

Очевидно, что волна, падающая под некоторым углом к оси системы, выйдет из нее уже после нескольких первых отражений, а возможно, и не претерпев никакого отражения. Условия для ее усиления будут значительно

хуже, чем для волны, распространяющейся строго по оси системы.

К концу 1960 г. за рубежом появились первые образцы квантовых усилителей и генераторов оптического диапазона длин волн (лазеров). На рис. 4.20 изображена схема устройства лазера на рубине, изготовленного фирмой Hughes Aircraft Company.

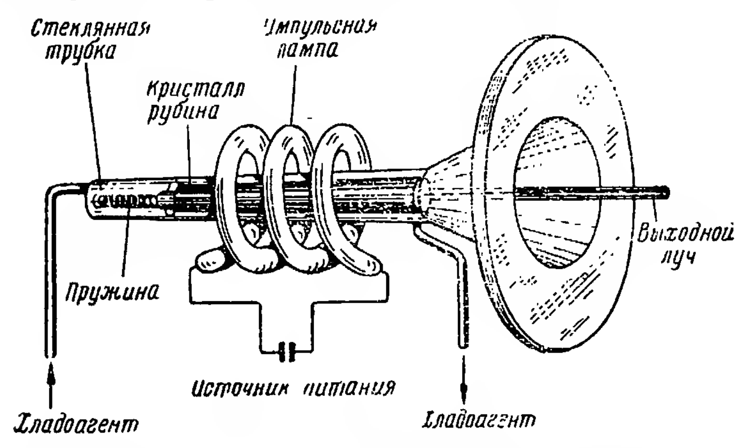


Рис. 4.20. Схема лазера на рубине фирмы Huges Aircraft Company.

Используемый в лазере розовый кристалл рубина представляет собой стержень длиной около 40 *мм* и диаметром 5 *мм*. Его торцы полируются до получения оптически плоской поверхности, затем подвергаются серебрению. Стержень помещается вблизи импульсной лампы, служащей источником широкополосного света для оптической накачки. Газоразрядная лампа выполнена в виде спирали и заполнена смесью неона и криптона. Для охлаждения рубина используется жидкий азот, хотя устройство в принципе может работать и при комнатной температуре.

Выходной сигнал представляет индуцированное излучение с длиной волны 0,6943 *мк* (красный свет). Ширина луча 0°,1—0°,2; длительность импульсов 1 *мсек*; частота следования импульсов 2 *имп/мин*. Ширина спектра излучения порядка 10^{-4} *мк*.

Фирмой Bell Telephone Laboratories (США) разработан лазер аналогичной конструкции, в котором стержень рубина имеет длину 37 *мм* и диаметр 5 *мм*. Источником

накачки служит спиралеобразная импульсная лампа фирмы General Electric типа FT524, окруженная цилиндром, покрытым изнутри окисью магния. Питание лампы осуществляется от батареи конденсаторов емкостью 400 *мкф* при напряжении 4 *кв*.

Этой же фирмой разрабатывается экспериментальный оптический квантовый генератор ИК диапазона, работающий в непрерывном режиме. В качестве активного вещества используется кристалл вольфрамата кальция с примесью трехвалентного неодимия ($CaWO_4:Nd$), имеющий очень низкий порог возбуждения.

Устройство генератора показано на рис. 4.21. Кристаллу придана форма стержня, торцы которого слегка закруглены, отполированы и покрыты тонкой пленкой серебра. Стержень вольфрамата кальция и стержнеобразная ртутная лампа накачки типа АН6 укреплены в фокусах цилиндро-эллиптического отражателя, что позволяет работать при низких пороговых мощностях накачки. Отражатель покрыт внутри тщательно полированным слоем алюминия.

Для охлаждения кристалла и лампы накачки используется жидкий кислород; кроме того, лампа накачки и отражатель снабжены системой водяного охлаждения. Внутри отражателя укреплена также ксеноновая лампа, которая может быть использована для работы в импульсном режиме. Жидкостный фильтр служит для поглощения инфракрасного и ультрафиолетового излучения лампы накачки. Это излучение ухудшает характеристики кристалла.

Генератор при работе в непрерывном режиме (на волне 1,063 *мк*) развивает мощность 2—3 *мвт*. Время непрерывной работы 20 *мин*. Мощность, потребляемая системой накачки, не превышает 1 *квт*.

Совершенно иной способ создания активной среды для квантовой генерации света дает использование тлеющего электрического разряда. В смеси газов гелия и неона можно обеспечить эффект квантовой генерации на длинах волн около 1 *мк*. Особенностями оптического квантового генератора на газе являются возможность его работы в непрерывном режиме и незначительное потребление мощности (около 50 *вт*).

В квантовом генераторе на газе индуцированное излучение возникает, когда атом неона переходит с одного

промежуточного уровня на другой, причем нижний из двух этих уровней расположен значительно выше основного состояния [49]. Как и в рубиновых генераторах, луч накапливает интенсивность и приобретает требуемую

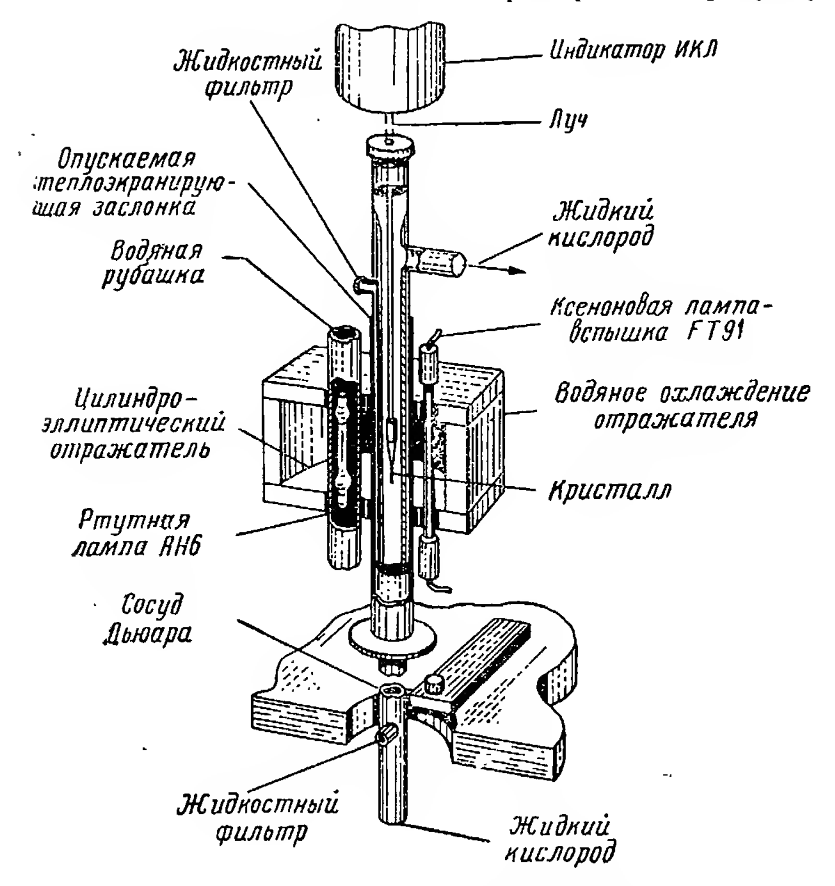


Рис. 4.21. Схема оптического квантового генератора ИК диапазона, работающего в непрерывном режиме.

когерентность в процессе многократного отражения от обоих концов трубки (рис. 4.22). Ввод энергии в активную среду осуществляется с помощью генератора радиочастот.

Оптический квантовый усилитель—модулятор инфракрасного диапазона, использующий в качестве активного вещества пары калия при давлении 10^{-3} *мм рт. ст.* и температуре 435° С, разработан фирмой Bell Telephone Laboratories.

В приборе используется объемный резонатор в виде заполненной парами калия трубки, на концах которой находятся сапфировые пластины, покрытые снаружи слоем золота. Площадь пластин 1 *см*², расстояние между ними 100 *мм*. В качестве источника накачки взята калиевая лампа спирального типа с фильтром для удаления красной компоненты свечения. При потребляемой мощ-

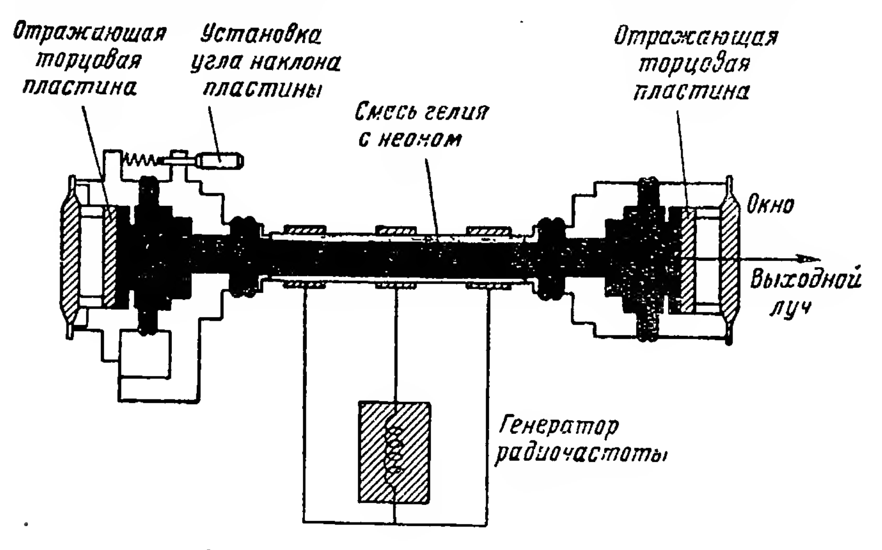


Рис. 4.22. Схема оптического квантового генератора на газе.

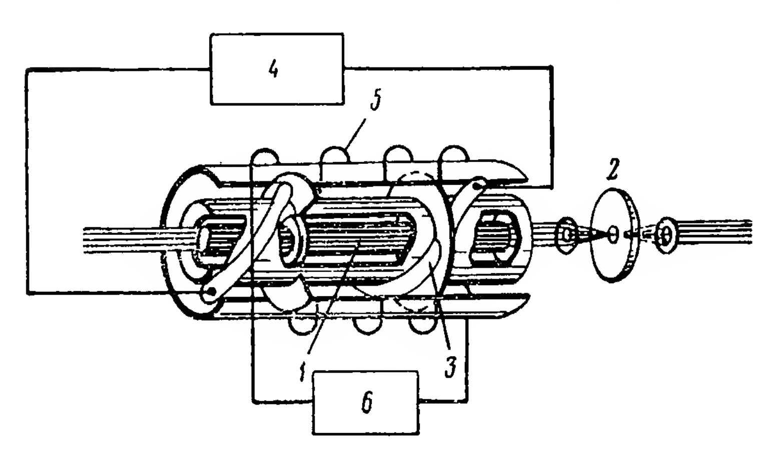


Рис. 4.23. Схема оптического квантового усилителя ИК диапазона:

1 — цилиндрический объемный резонатор; *2* — оптическая система; *3* — лампа накачки; *4* — источник питания лампы накачки; *5* — обмотка для модуляции сигнала; *6* — источник модулирующего напряжения.

ности 15 *вт* (60 *гц*) лампа обеспечивает мощность накачки 0,12 *мвт*. В приборе предусмотрена обмотка для создания постоянного магнитного поля, что позволяет получать модулированный сигнал. Схема оптического квантового усилителя ИК диапазона представлена на рис. 4.23.

6. ОХЛАЖДАЮЩИЕ УСТРОЙСТВА ПРИЕМНИКОВ ЛУЧИСТОЙ ЭНЕРГИИ

Из рассмотрения параметров и характеристик приемников лучистой энергии следует, что расширение области спектральной чувствительности и повышение порога зависит от температуры слоя. Так, например, охлаждение сернисто-свинцового фотосопротивления до температуры —78° С уменьшает его порог почти на порядок (рис. 4.6), понижение температуры германиевых приемников расширяет границу их чувствительности до 40 *мк*.

Таким образом, для повышения чувствительности и расширения спектральной границы приемников их подвергают охлаждению. Системы охлаждения приемников, используемых в устройствах самонаведения управляемых снарядов, должны обладать компактностью, малым весом и быть быстродействующими.

По принципу действия охлаждающие устройства делят на четыре группы:

1) криостаты (сосуды Дьюара);

2) устройства, работающие за счет адиабатического расширения рабочего вещества;

3) устройства с прямым переносом жидкости (теплообменники);

4) термоэлектрические системы.

Эти устройства могут иметь различные варианты конструктивного оформления и использовать разные рабочие тела.

Криостаты, или сосуды Дьюара, — наиболее простой вид охлаждающего устройства, применяемый в большинстве приемников ИК излучения.

На рис. 4.24 показан криостат для охлаждения сернисто-свинцового фотосопротивления брикетом твердой углекислоты. Криостат состоит из сосуда Дьюара *Д*, в который вставляется колба *К* с наклеенным на ее тор-

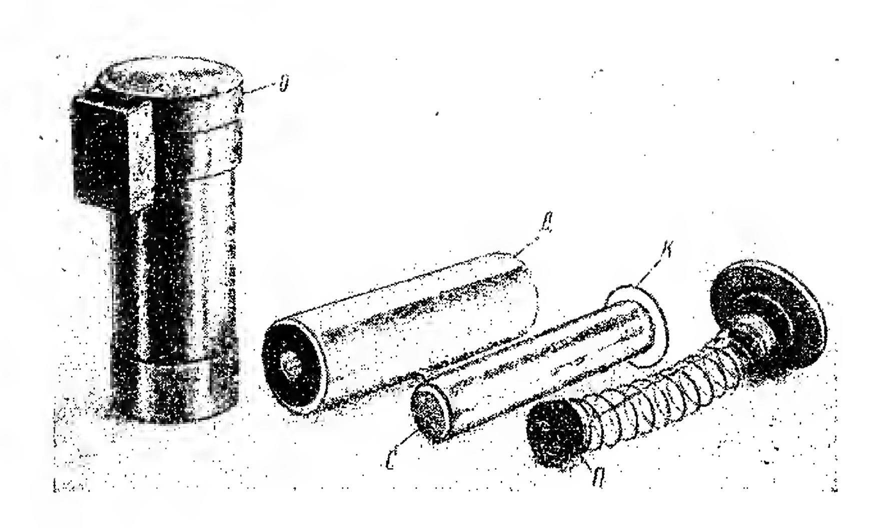


Рис. 4.24. Криостат для охлаждения сернисто-свинцового фотосопротивления.

Предохранительный и дренажный клапан
Заливная горловина
Трубопровод
Газ
Жидкость
Изоляторы
Сливной трубопровод
Чувств. слой приемн
Контейнер с жидким азотом
Трубопровод
Охлаждаемая головка

Рис. 4.25. Криостат с жидким азотом.

це чувствительным слоем *С*. В колбу вставляется брикет углекислоты, поджимаемый к чувствительному слою поршнем *П* с пружиной. Все устройство помещается в металлическую оправу *О* и в зависимости от размеров сосуда Дьюара может обеспечивать охлаждение приемника до температуры —78° С в течение 3—12 *час*.

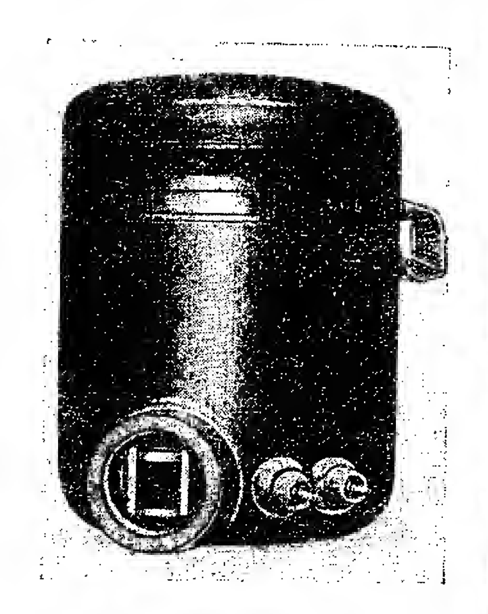


Рис. 4.26. Криостат фирмы Linde.

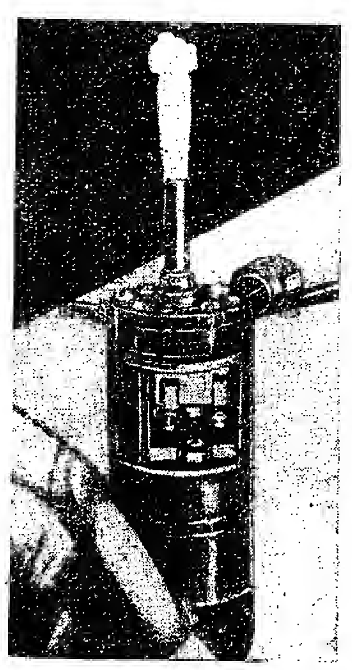


Рис. 4.27. Охлаждающее устройство фирмы Little, работающее за счет адиабатического расширения.

Существуют криостаты с жидким азотом, в которых охлаждающий элемент находится на некотором расстоянии и связан с криостатом трубопроводом (рис. 4.25) [6]. Одна из конструкций криостата, разработанного фирмой Linde, представлена на рис. 4.26. Криостат использует в качестве охлаждающего агента жидкий азот, имеет диаметр около 75 *мм* и обеспечивает охлаждение приемника в течение 8 *час* [13].

Фирмой Infrared Industries разработан криостат на двуокиси углерода, рассчитанный на 9 *г* рабочего вещества и позволяющий поддерживать температуру приемника на уровне —78° С в течение нескольких часов. Сам процесс охлаждения длится не более двух минут.

Устройства, работающие за счет адиабатического расширения, основаны на резком расширении газа, предварительно сжатого до давления порядка нескольких десятков атмосфер. Так, охлаждающее устройство фирмы Little (рис. 4.27) представляет собой резервуар длиной

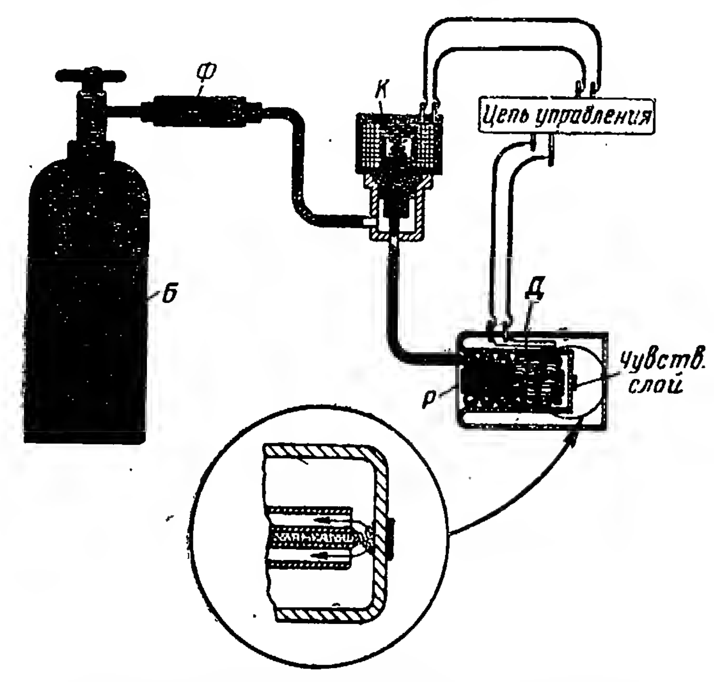


Рис. 4.28. Охлаждающее устройство фирмы Hughes, работающее за счет адиабатического расширения.

50 *мм* и диаметром 8 *мм* с подвижным пластмассовым поршнем.

Другим примером подобного устройства является холодильник фирмы Hughes Aircraft, изображенный на рис. 4.28 [33]. В этой системе сжатый до 180 *атм* газ из баллона *Б* по капилляру проходит через фильтр *Ф* в электромагнитный клапан *К* и поступает в расширитель *Р*. Охлаждение приемника происходит за счет расширения газа, вытекающего через сопло, примыкающее к чувствительному слою. При расширении газ в соответствии с законом Джоуля — Томпсона охлаждается и превращается в жидкость, понижая тем самым температуру слоя. Для регулирования подачи газа служит термодатчик *Д*.

Увеличившийся в объеме газ поступает затем обратно в баллон, создавая таким образом регенерацию охлаждения. Приемник помещается в миниатюрный криостат. Расширитель P представляет собой пустотелый змеевик, внутри которого проходит капилляр, оканчивающийся соплом. Подача газа регулируется с помощью германиевого датчика, который при понижении уровня

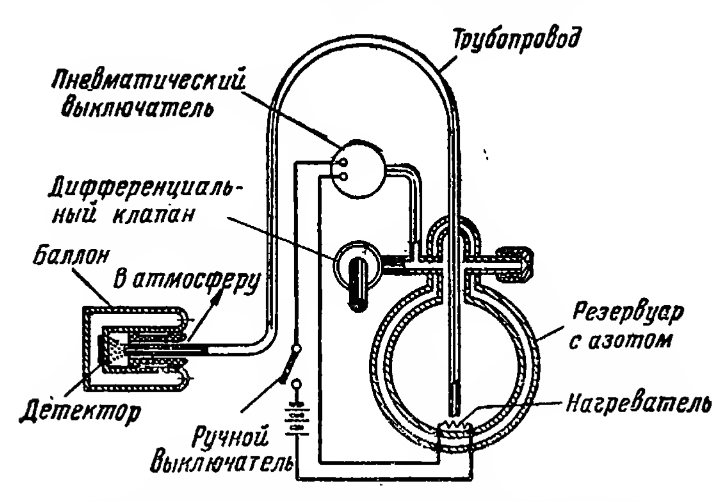


Рис. 4.29. Охлаждающее устройство фирмы Hughes, работающее за счет прямого переноса жидкости.

жидкости становится проводящим и вызывает срабатывание электромагнитного клапана.

Устройства с прямым переносом жидкости основаны на том, что жидкий азот, нагретый в резервуаре (сосуде Дьюара) с помощью спирали, расширяется и по капилляру поступает к приемнику, помещенному в миниатюрный криостат (рис. 4.29).

Регулирование тока в нагревательной спирали осуществляется пневматическим выключателем, который работает от давления окружающего воздуха; кроме того, в системе имеется дифференциальный клапан, в котором опорной величиной также служит внешнее давление.

На лицевой системе криостата приемника находится калиброванное отверстие, пропускающее в атмосферу образующийся газообразный азот. При увеличении скорости потока жидкого азота выше заданной давление газа на выходе увеличивается, давление в систе-

ме повышается и срабатывает пневматическое реле, прекращая подачу тока в спираль. Вес системы в заправленном состоянии 3,5 *кг*. Система обеспечивает охлаждение одновременно 8 приемников в продолжение 6 *час* после предварительного 24-*час* пребывания в состоянии готовности [33].

Термоэлектрические устройства, основанные на использовании явления Пельтье, обладают целым рядом

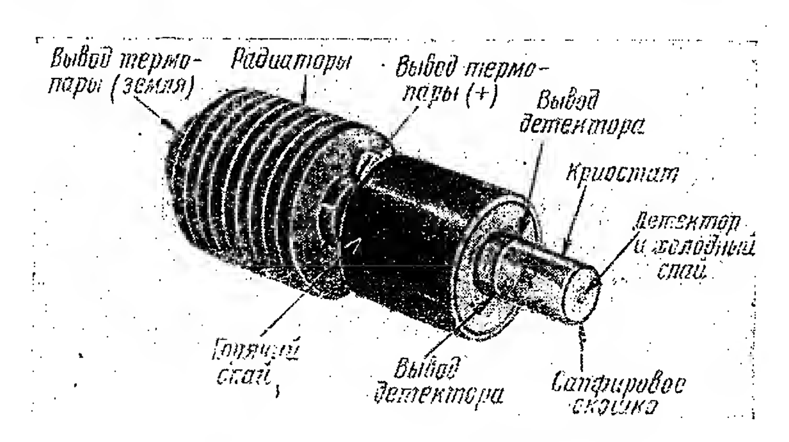


Рис. 4.30. Термоэлектрическое охлаждающее устройство.

достоинств. Они создают понижение температуры за счет применения спаев различных металлов (например, сплавов висмута и сурьмы). Эти устройства обладают высокой надежностью, небольшими весами и габаритами, малой потребляемой мощностью (порядка нескольких ватт) и позволяют конструктивно оформлять их вместе с приемником.

Фирмой Infrared Industries совместно с фирмой Nortrop создано устройство, обеспечивающее перепад температур 50° С относительно комнатной при потреблении тока 10 *а* и напряжении 0,1 *в*. Для отвода тепла устройство имеет специальный радиатор (рис. 4.30). Эффективность устройства может быть увеличена путем каскадного включения нескольких элементов. Фирма утверждает, что этим путем удалось получить разность температур до 79° [13].

ГЛАВА ПЯТАЯ

ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ КООРДИНАТОРОВ ЦЕЛИ

1. НАЗНАЧЕНИЕ, ТИПЫ И ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

С помощью приемников лучистой энергии возможно обнаружение различных теплоизлучающих целей. Однако обнаружение целей на больших расстояниях непосредственно приемником практически невозможно.

Большинство теплоизлучающих целей имеет ненаправленное излучение; лучистый поток от этих целей распространяется в широком телесном угле. Поэтому приемник, имеющий небольшие размеры чувствительной площадки, может уловить лишь ничтожную долю энергии, излучаемой целью.

В самом деле, предположим, что приемник расположен на расстоянии D от точечной теплоизлучающей цели, имеющей интенсивность излучения $\mathcal{J}$ (рис. 5.1,*а*). Величина лучистого потока Φ, падающего на чувствительную площадку приемника площадью $q_{\text{п}}$, в этом случае равна

$$\Phi = \mathcal{J}\omega_{\text{п}}, \tag{5.1}$$

где $\omega_{\text{п}}$ — телесный угол, охватываемый чувствительной площадкой и равный

$$\omega_{\text{п}} = \frac{q_{\text{п}}}{D^2}. \tag{5.2}$$

Общий же лучистый поток $\Phi_{\text{ц}}$, излучаемый целью, равен

$$\Phi_{\text{ц}} = \mathcal{J}\omega_{\text{ц}}, \tag{5.3}$$

где $\omega_{\text{ц}}$ — телесный угол, в котором распространяется излучение цели.

Очевидно,

$$\Phi = \Phi_ц \frac{\omega_п}{\omega_ц}. \tag{5.4}$$

На больших дальностях отношение $\frac{\omega_п}{\omega_ц}$ очень мало, поэтому отношение $\frac{\Phi}{\Phi_ц}$ получается ничтожным. Увеличение угла $\omega_п$ за счет увеличения площади $q_п$ нецеле-

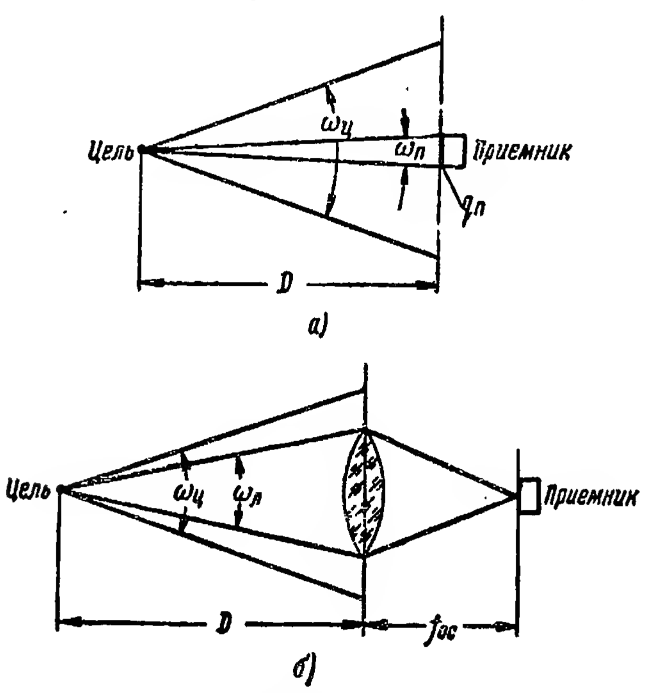


Рис. 5.1. К определению телесного угла, в котором распространяется излучение цели, воспринимаемое приемником без линзы (*а*) и с линзой (*б*).

сообразно, так как это ведет к увеличению собственных шумов приемника.

Задача оптической системы заключается в том, чтобы увеличить отношение $\frac{\Phi}{\Phi_ц}$. Если перед приемником поставить линзу (рис. 5.1,*б*), фокусирующую лучи на чувствительную площадку, то поток $\Phi_л$, «улавливаемый» линзой, будет равен

$$\Phi_п = \Phi_ц \frac{\omega_л}{\omega_ц}. \tag{5.5}$$

В идеальном случае весь этот поток будет восприниматься приемником лучистой энергии.

Разделив соотношение (5.5) на (5.4), получим

$$\Phi_{л} = \Phi \frac{\omega_{л}}{\omega_{п}} = K\Phi. \qquad (5.6)$$

Величина K называется коэффициентом оптического усиления и для существующих оптических систем колеблется в широких пределах от 25 до 5000.

Зарубежная печать отмечает, что оптические системы координаторов цели должны удовлетворять следующим требованиям:

а) малые габариты, определяемые жесткими требованиями к габаритам координатора в целом;

б) максимально возможное относительное отверстие, равное отношению диаметра объектива оптической системы $d_{ос}$ к его фокусному расстоянию $f_{ос}$;

в) определенный угол поля зрения, зависящий от тактического назначения управляемого снаряда;

г) минимальные потери для длин волн, соответствующих выбранному диапазону;

д) минимальные размеры изображения в фокальной плоскости объектива (отражателя) без существенных искажений при перемещении цели к краю поля зрения;

е) малое виньетирование при перемещении цели к краю поля зрения;

ж) стабильность оптических свойств при различных климатических условиях, а также при работе в условиях тряски и вибраций.

В оптических координаторах цели используется три типа оптических систем: линзовая, зеркальная и зеркально-линзовая.

Линзовая оптическая система состоит обычно из объектива и конденсора. Если представить объектив в виде эквивалентной линзы, то схема прохождения инфракрасных лучей через эту линзу имеет обычный вид, показанный на рис. 5.2.

При отклонении направления на цель на угол $\varphi_{рас\,макс}$ по отношению к оптической оси линзы изображение цели в фокальной плоскости линзы переместится из точки a в точку $б$. Поскольку цель может находиться в любой точке пространства, ограниченного телесным углом $\omega_{л}$, характеризующимся плоским углом $\varphi_{рас\,макс}$,

то изображение цели может находиться в любой точке окружности радиуса r. Площадь, ограниченная этой окружностью, называется линейным полем зрения оптической системы.

Для индикации цели необходимо приемник лучистой энергии перемещать в соответствующие положения

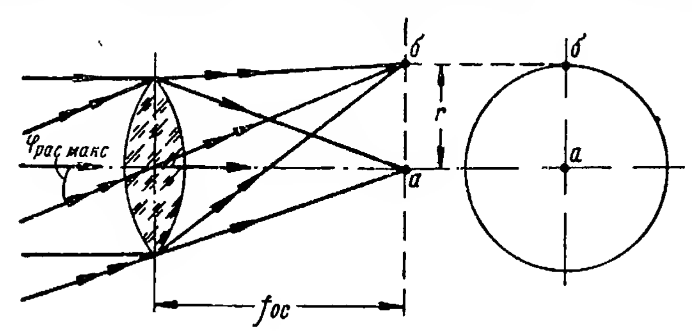


Рис. 5.2. Схема прохождения лучей через объектив.

(в нашем случае из точки *а* в точку *б*) или иметь размеры чувствительной площадки, равные размерам линейного поля зрения. Так как цель может находиться в лю-

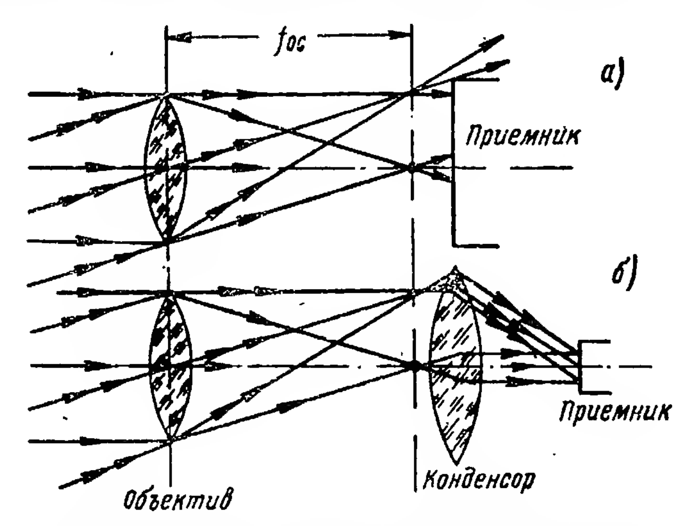


Рис. 5.3. Линзовая оптическая система координатора цели без конденсора (*а*) и с конденсором (*б*).

бой заранее неизвестной точке пространства, то перемещение приемника в соответствующую точку фокальной плоскости практически неосуществимо. Увеличение же

размеров чувствительной площадки приемника ведет к увеличению шумов приемника. Поэтому приходится прибегать к установке дополнительной линзы — конденсора, уменьшающего размеры чувствительной площадки. Кроме того, конденсор выполняет еще одну функцию.

Как уже указывалось, в фокальной плоскости оптической системы координатора обычно располагают модулирующий диск. Поэтому чувствительная площадка

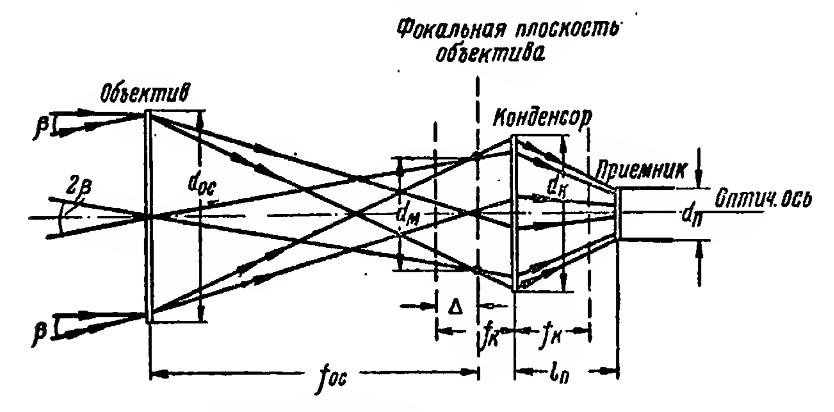


Рис. 5.4. Схематическое изображение линзовой оптической системы в главных плоскостях.

приемника располагается на оптической оси на некотором удалении от фокуса (рис. 5,3,*а*). Если при этом направление лучей не будет совпадать с оптической осью, то часть энергии не воспримется приемником. Благодаря конденсору весь лучистый поток попадает на приемник и равномерно распределяется по всему чувствительному слою (рис. 5.3,*б*).

Конструктивно конденсор может быть выполнен в виде одной или нескольких линз или в виде «световой ловушки», представляющей собой стеклянный цилиндр с внутренней зеркальной полостью специальной формы.

Схематическое изображение линзовой оптической системы в главных плоскостях представлено на рис. 5.4, где обозначено:

$d_{ос}$ — диаметр объектива;
$f_{ос}$ — фокусное расстояние объектива;
$d_к$ — диаметр конденсора;
$f_к$ — фокусное расстояние конденсора;
$d_м$ — диаметр модулирующего диска;

$d_п$ — диаметр рабочей площадки приемника;
$l_п$ — расстояние между конденсором и рабочей площадкой приемника;
Δ — расстояние между фокальной плоскостью объектива и фокальной плоскостью конденсора,
2β — угол поля зрения оптической системы.

Входным зрачком оптической системы является объектив, выходным зрачком — окно приемника лучистой энергии.

Так как центры обоих зрачков являются сопряженными точками относительно главных плоскостей конденсора, то имеют место следующие соотношения:

$$(l_п - f_к)(f_{ос} - \Delta) = f_к^2, \tag{5.7}$$

$$\frac{d_п}{d_{ос}} = \frac{l_п}{f_{ос} + f_к - \Delta}, \tag{5.8}$$

откуда находим

$$l_п = \frac{f_{ос} + f_к - \Delta}{f_{ос} - \Delta} f_к, \tag{5.9}$$

$$\frac{d_п}{d_{ос}} = \frac{f_к}{f_{ос} - \Delta}. \tag{5.10}$$

Кроме этого, для определения свободного диаметра конденсора имеем условие

$$d_к = d_{ос} \frac{f_к - \Delta}{f_{оо}} + 2 \operatorname{tg} \beta (f_{ос} + f_к - \Delta). \tag{5.11}$$

Из приведенных формул следует, что минимальные поперечные габариты оптической системы получаются, если принять $f_к = \Delta$. В этом случае имеем

$$\left.\begin{aligned} l_п &= \frac{f_{ос} f_к}{f_{ос} - f_к}, \\ \frac{d_п}{d_{ос}} &= \frac{f_к}{f_{ос} - f_к}, \\ d_к &= f_{ос} 2 \operatorname{tg} \beta. \end{aligned}\right\} \tag{5.12}$$

Условие $f_к = \Delta$ выполнить точно практически не удается, так как в фокальной плоскости объектива должен быть размещен модулирующий диск. Поэтому формулы (5.12) могут служить лишь для ориентировочных расчетов.

Важнейшими параметрами оптической системы координатора цели являются: диаметр оптической системы, фокусное расстояние оптической системы, коэффициент пропускания и размер изображения цели в фокальной плоскости. При выборе этих параметров приходится сталкиваться с противоречивыми требованиями. Так, например, для увеличения лучистого потока, сфокусированного объективом, целесообразно увеличивать диаметр оптической системы и уменьшать ее фокусное расстояние, ибо величина сфокусированного лучистого потока пропорциональна квадрату относительного отверстия $\frac{d_{oc}}{f_{oc}}$. Однако с увеличением этого отношения увеличивается размер изображения цели в фокальной плоскости оптической системы, что неблагоприятно сказывается на точности работы координатора цели.

В связи с тем, что на больших дальностях цель можно рассматривать как точечный излучатель, изображение цели в фокальной плоскости оптической системы получается в виде кружка рассеяния конечного диаметра, величина которого зависит от погрешностей (аберраций) оптической системы.

Напомним, что основными видами аберраций являются [17]:

сферическая аберрация, заключающаяся в том, что пучок лучей от светящейся точки, находящейся на оси сферической оптической системы (линзы), собирается ею не в одной точке (фокусе), а на некотором участке (рис. 5.5,*а*); величина сферической аберрации зависит от кривизны поверхностей линзы и показателя преломления материала, из которого она изготовлена; вследствие сферической аберрации светящаяся точка дает на экране изображение в виде кружка рассеяния, освещенного неравномерно; отличительной особенностью сферической аберрации является то, что она сохраняется даже при положении светящейся точки на оптической оси, когда все остальные аберрации (для монохроматического пучка) исчезают;

хроматическая аберрация — искажение, в силу которого даже для параксиальных лучей немонохроматический пучок имеет целую совокупность фокусов; в связи с этим светящаяся точка на оси изображается в виде

кружка, образованного (для видимого участка спектра) цветными кольцами (рис. 5.5,*б*);

астигматизм, заключающийся в том, что пучок лучей, исходящий из точки и составляющий некоторый угол с осью оптической системы, может терять гомоцентричность, т. е. после прохождения через оптическую

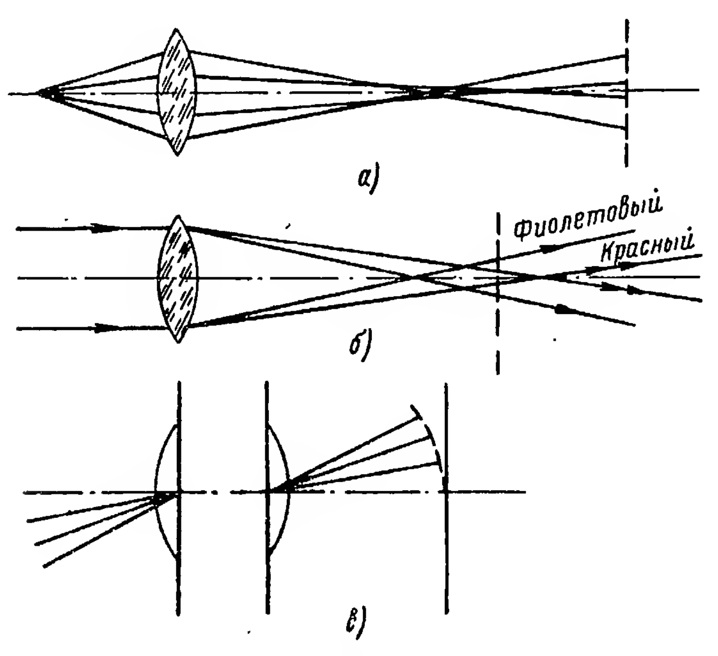


Рис. 5.5. К определению аберраций оптической системы.

систему не сходится в одну точку; в соответствии с этим светящаяся точка изображается пятном рассеяния, форма которого зависит от положения экрана;

кома — искажение, из-за которого светящаяся точка, находящаяся не на оси системы и посылающая широкий пучок лучей, дает изображение на экране в виде неравномерно освещенного пятна, напоминающего комету с хвостом (кома *κομα* — прядь волос; комета — волосатая звезда);

искривление плоскости изображения, когда изображение представляет собой не плоскость, перпендикулярную оптической оси, а изогнутую поверхность (рис. 5.5,*в*).

Одновременное устранение указанных аберраций возможно лишь путем применения весьма сложных оптических систем. Поэтому нередко идут на компромисс,

рассчитывая оптическую систему так, чтобы она устраняла только погрешности, наличие которых особенно мешает решать поставленные задачи.

Для координаторов цели такими погрешностями являются сферическая аберрация, кома и астигматизм. Путем использования многолинзовых объективов эти аберрации уменьшают настолько, что диаметр кружка рассеяния составляет 0,1—0,2 *мм* в центре поля зрения и не свыше 1 *мм* на краю поля зрения. Следует, однако, иметь в виду, что многолинзовые объективы сложны по конструкции, дороги и обладают малым коэффициентом пропускания.

Размер δ изображения, создаваемого простой линзой, образованной двумя сферическими поверхностями с учетом вносимой ею сферической аберрации, выражается приближенно формулой [37]

$$\delta = \frac{7{,}8 \cdot 10^{-3}}{\left(\frac{f_{oc}}{d_{oc}}\right)^3} A, \qquad (5.13)$$

где δ выражено в угловых величинах (радианах),

$$A = \frac{n+2}{n(n-1)^2}\sigma^2 - \frac{4(n+1)}{n(n-1)}\sigma + \frac{3n+2}{n} + \frac{n^2}{(n-1)^2},$$

$$\sigma = \frac{r_2 + r_1}{r_2 - r_1},$$

r_1, r_2 — радиусы кривизны поверхностей, образующих линзу;

n — коэффициент преломления материала, из которого изготовлена линза.

Множитель A зависит только от величины n и отношения $\frac{r_1}{r_2}$. Минимальное значение A и, следовательно, наименьший размер изображения цели будут при выполнении равенства

$$\frac{r_2}{r_1} = \frac{2n^2 + n}{2n^2 - n - 4}.$$

Рассмотрим вопрос о совместном использовании объектива и приемника лучистой энергии. При современной технологии изготовления фотослоев их чувствительность получается неодинаковой по всей поверхности.

Для того чтобы исключить влияние локальной чувствительности фотослоя, распределяют поток радиации на значительную часть его поверхности. Так как в фокальной плоскости объектива размещается модулирующий диск, то перед рабочей площадкой приемника лучистой энергии, как уже указывалось, устанавливается конденсор, перемещением которого вдоль оптической

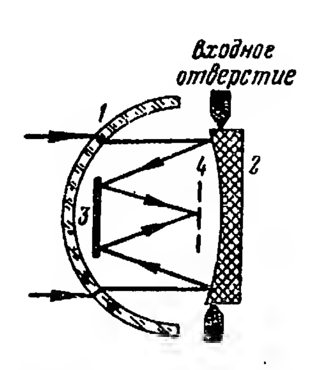


Рис. 5.6. Простейшая зеркальная оптическая система:

1 — обтекатель; *2* — первичное зеркало; *3* — вторичное зеркало; *4* — фокальная плоскость.

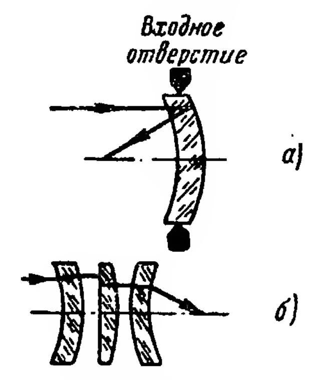


Рис. 5.7. Оптическая система с зеркалом, имеющим заднюю отражающую поверхность (*а*) и эквивалентная ей линзовая оптическая система (*б*).

оси можно регулировать размеры изображения обнаруживаемого объекта на чувствительном слое.

Конденсор хорошо работает, если лучи параллельны оптической оси или составляют с ней малый угол; при больших углах рассогласования (на краю поля зрения) часть лучей не попадает на приемник лучистой энергии, что приводит к снижению чувствительности координатора цели. При расчетах максимальной дальности действия координатора это учитывается так называемым коэффициентом виньетирования $\eta_в$, являющимся функцией угла рассогласования.

Простейшая зеркальная оптическая система координатора цели, состоящая из обтекателя и первичного зеркала, показана на рис. 5.6 [7]. Для уменьшения размеров системы между сферическим зеркалом и обтекателем помещается плоское вторичное зеркало.

Первичное сферическое зеркало вносит сферическую аберрацию, кому и астигматизм. Обтекатель вносит сфе-

рическую аберрацию, противоположную по знаку той, которую дает первичное зеркало. При проектировании зеркальной оптической системы стремятся к тому, чтобы аберрации обтекателя были равны (по абсолютному значению) аберрациям первичного зеркала.

В связи с тем, что центр обтекателя расположен недалеко от центра входного отверстия оптической систе-

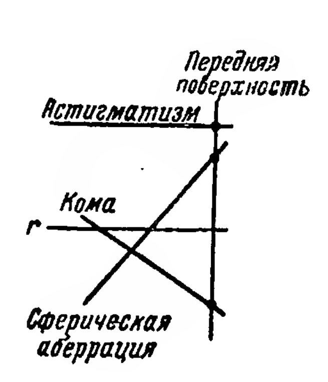


Рис. 5.8. Аберрации оптической системы с зеркалом, имеющим заднюю отражающую поверхность (r — радиус кривизны зеркала).

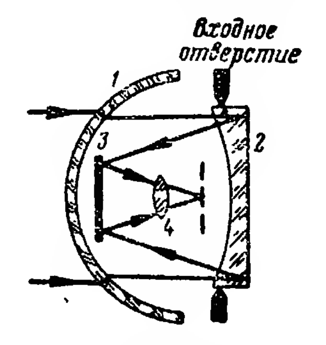


Рис. 5.9. Зеркально-линзовая оптическая система со вторичным зеркалом и с корригирующей линзой:

1 — обтекатель; 2 — первичное зеркало; 3 — вторичное зеркало; 4 — корригирующая линза.

мы, обтекатель в силу симметрии воздействует на наклонные лучи и на лучи, параллельные оси, почти одинаково. Если главный луч системы перпендикулярен к обеим поверхностям обтекателя, то последний почти не создает никаких внеосевых аберраций.

Для расчета размеров изображения, образуемого сферическим зеркалом на оси, может быть использована формула (5.13) в приближенном виде [37]

$$\delta = \frac{7{,}8\cdot 10^{-3}}{\left(\frac{f_{oc}}{d_{oc}}\right)^3}. \qquad (5.14)$$

При $f_{oc}/d_{oc}=1$ это выражение дает результат, отличающийся от истинного не более чем на 3%, а у более длиннофокусных систем приближение к истинному значению будет еще лучше.

С целью улучшения разрешающей способности зеркальной оптической системы была исследована возмож-

ность применения сложных первичных и вторичных зеркал [7]. На рис. 5.7 представлено зеркало, отражающий слой которого нанесен на заднюю поверхность линзы. Там же показана эквивалентная этому зеркалу оптическая система из тонких линз.

Исследования показали, что, сохраняя оптическую силу линзы постоянной и только искривляя ее, можно добиться того, что астигматизм останется постоянным, кома уменьшится, а сферическая аберрация сначала

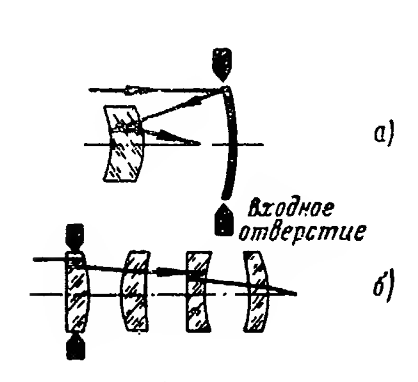


Рис. 5.10. Зеркальная оптическая система со вторичным зеркалом, имеющим заднюю отражающую поверхность (*а*), и эквивалентная ей линзовая оптическая система (*б*).

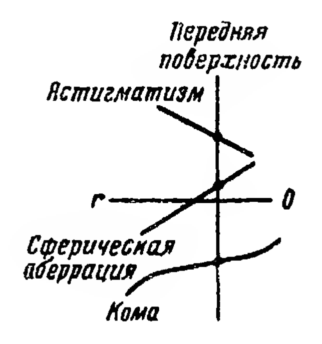


Рис. 5.11. Аберрации оптической системы со вторичным зеркалом, имеющим заднюю отражающую поверхность (r — радиус кривизны зеркала).

уменьшится, а затем, перейдя через нуль, изменит знак и снова начнет увеличиваться (рис. 5.8).

Таким образом, с помощью подобного зеркала можно устранить кому; так как при этом остаточная сферическая аберрация только частично может исправляться обтекателем, для устранения остаточной сферической аберрации необходима специальная корригирующая линза.

Оптическая система координатора цели, показанная на рис. 5.9 [7], состоит из обтекателя, изготовленного из алюмината кальция, первичного зеркала из трехсернистого мышьяковистого стекла с задней отражающей поверхностью, обеспечивающей максимально возможную оптическую силу системы, плоского вторичного зеркала, которое, меняя направление хода лучей, уменьшает раз-

меры системы, и корригирующей линзы, изготовленной из трехсернистого мышьяковистого стекла.

Разрешающая способность этой системы для пучков, наклоненных к оси под углом 2°, равна приблизительно 2 *мрад*. Несмотря на то, что первичное зеркало с задней отражающей поверхностью вносит значительную хроматическую аберрацию, ухудшающую разрешающую способность на 1 *мрад*, это все же намного лучше простой системы зеркало — обтекатель, разрешающая способность которой превышает 6 *мрад*.

Изучение системы, состоящей из первичного зеркала и вторичного зеркала с задней отражающей поверхностью (рис. 5.10), показало, что сферическая аберрация сильно изменяется в зависимости от радиуса кривизны линзы (рис. 5.11). Таким образом, применение зеркала с отражающей задней поверхностью может устранять остаточную сферическую аберрацию, и тогда обтекатель можно выбирать без учета вносимых им искажений. Для уменьшения комы может быть использована корригирующая линза.

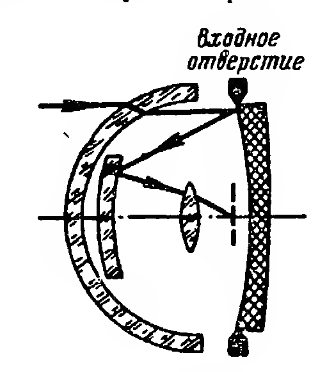


Рис. 5.12. Зеркально-линзовая оптическая система со вторичным зеркалом, имеющим заднюю отражающую поверхность, и с корригирующей линзой.

Оптическая система координатора цели, показанная на рис. 5.12 [7], состоит из обтекателя, изготовленного из плавленого кварца, сферического первичного зеркала, вторичного зеркала из трехсернистого мышьяка, на заднюю поверхность которого нанесен слой серебра, и корригирующей линзы из трехсернистого мышьяка.

Для пучков, наклоненных к оси под углом 4°, разрешающая способность этой системы около 4 *мрад*. Хроматическая аберрация увеличивает размер пятна не более чем на 0,5 *мрад*.

Исследования заркально-линзовых оптических систем показали, что путем подбора места расположения корригирующей линзы и выбора ее кривизны и оптической силы первичная кома и астигматизм могут быть уменьшены до нуля. Было найдено, что в широком диапазоне изменения положения линзы оптимальное отношение

$\frac{f_{oc}}{d_{oc}}$ составляет 1,25. Для получения нулевой кривизны фокальной поверхности корригирующая линза должна находиться от зеркала на расстоянии, составляющем 20% от эффективного фокусного расстояния [7]. Это приводит к благоприятным геометрическим соотношениям, так как корригирующая линза помещается вблизи фокальной плоскости.

2. МАТЕРИАЛЫ, ПРИМЕНЯЕМЫЕ ДЛЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

Объективы и конденсоры

Оптические материалы, применяемые для изготовления объективов и конденсоров, должны обладать высоким коэффициентом пропускания в инфракрасной области спектра, быть прочными и иметь стабильные оптические свойства при различных климатических условиях.

Лучше всего этим требованиям удовлетворяют кристаллы KRS-5 и KRS-6, сильвин, трехсернистый мышьяк, германий, титанат стронция и рутил. Основные данные этих материалов приведены в табл. 5.1

В последние годы большое внимание уделяется разработке стекол с улучшенным пропусканием в инфракрасной области спектра. Исследования показали, что с увеличением содержания окислов тяжелых металлов в силикатных и баритных стеклах пропускание в области 2—5 *мк* заметно возрастает. Например, стекла SiO_2—Na_2O — BaO, SiO_2 — Na_2O — ZnO обладают пропусканием 60—80% при длине волны 4 *мк*. Еще лучшие результаты получаются в случае фтористо-бериллиевых, теллуритовых, сульфидных, алюмонатных и алюмокальциевых стекол.

Например, стекла BeF_2—KF—AlF_3 толщиной 2—3 *мм* имеют пропускание около 95% при длине волны около 4 *мк*, а стекла Al_2O_3 — CaO — MgO — 80% [4]. Можно ожидать дальнейших успехов в разработке специальных стекол с высокими оптическими, термическими и механическими характеристиками.

Зеркала

Для изготовления зеркал с наружным покрытием могут применяться серебро, золото, медь и алюминий. Средний коэффициент отражения всех четырех металлов

Таблица 5.1

Основные данные оптических материалов, применяемых для изготовления объективов и конденсоров координаторов цели

Название материала и формула	Длинноволновая граница прозрачности, *мк*	Средний коэффициент пропускания	Средний показатель преломления	Растворимость в холодной воде, *г/100 мл*	Плотность, *г/см*³	Температура плавления или размягчения, °С	Максимальный размер объектива, *мм*	Характерные особенности материала
KRS-5 (система TlBr+TlJ)	38	0,70	2,63	0,02	—	420	150—200	Красные кубические кристаллы. Не раскалывается. Трудно полируется. Обладает большим коэффициентом теплового расширения. Токсичен
KRS-6 (система TlBr+TlCl)	23	0,72	2,35	0,1—0,3	7,19	423,5	200	Бесцветные кубические кристаллы. Токсичен
Сильвин KCl	21	0,90	1,47—1,49	34,7	2,0	776	200	Бесцветные кубические кристаллы. Гигроскопичен. Раскалывается и легко царапается

Продолжение табл. 5.

Название материала и формула	Длинноволновая граница прозрачности, *мк*	Средний коэффициент пропускания	Средний показатель преломления	Растворимость в холодной воде, *г/100 мл*	Плотность, *г/см³*	Температура плавления или размягчения, °С	Максимальный размер объектива, *мм*	Характерные особенности материала
Трехсернистый мышьяк AS_2S_3	12—15	0,75	2,5	0,000	3,20	196	Не ограничен	Однороден. Красноватого цвета. Устойчив. Не токсичен. Размягчается при 195°С. Не подвержен коррозии
Германий Ge	>15	0,50—0,95	4,05	0,000	5,32	958	150	Кубические кристаллы. Обрабатывается, как стекло. Между 15 и 40 *мк* имеет несколько максимумов и минимумов в характеристике пропускания
Титанат стронция $SrTiO_2$	5—7	0,75	2,2	0,000	5,13	2 080	500 карат	Кубические кристаллы
Рутил TiO_2	6	0,95	2,45	—	4,26	1 825	500 карат	Анизотропный материал

в диапазоне от 1 до 10 *мк* лежит в пределах 0,95—0,98 и мало зависит от длины волны. Наибольшее применение находит алюминий высокой чистоты, осаждаемый в вакууме. По сравнению с другими металлами, имеющими высокий коэффициент отражения, алюминий легко испаряется и обладает лучшей адгезией к стеклу и пластмассам.

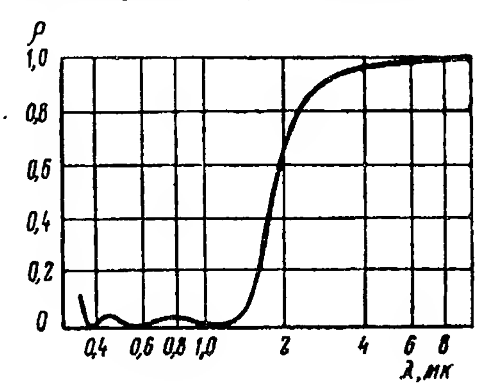


Рис. 5.13. Кривая зависимости коэффициента отражения от длины волны для зеркала с многослойным покрытием.

Для того чтобы обеспечить надежную защиту зеркального слоя, его покрывают специальными пленками, например моноокисью кремния (SiO). Второй способ создания защитного слоя на испаренном алюминии заключается в применении анодного процесса, с помощью которого увеличивается до необходимой степени толщина пленки окиси алюминия, образующейся в естественных условиях.

В последние годы разработаны многослойные пленки, с помощью которых могут быть созданы селективно отражающие зеркала. На рис. 5.13 показана зависимость коэффициента отражения от длины волны для одного из таких зеркал [4]. Это зеркало-фильтр полностью поглощает видимые лучи и короткие инфракрасные лучи (до 1,2 *мк*), поэтому оно кажется темным.

Обтекатели

В качестве материалов для обтекателей оптических координаторов цели, располагаемых в головной части снарядов, применяются синтетический сапфир, стекло из алюмината кальция, окись магния, плавленый кварц и германий. Характеристики этих материалов приведены в табл. 5.2.

Фирмой Eastman Kodak Co разработан материал «Иртран АВ-1» с коэффициентом пропускания 0,9 в диа-

Таблица 5.2 [4, 5, 63]

Основные данные оптических материалов, применяемых для изготовления обтекателей координаторов цели

Название материала и формула	Длинноволновая граница прозрачности, *мк*	Средний коэффициент пропускания	Средний показатель преломления	Плотность, *г/см³*	Температура плавления или размягчения, °C	Коэффициент теплового расширения, 10^{-6}/°C	Максимальные размеры, *мм*	Характерные особенности материала
Синтетический сапфир Al_3O_2	5,5	0,85	1,75	3,98	2 030	6,7	⌀ 140	Шестигранные кристаллы. Высокая механическая прочность. При 500°C прозрачен. Не раскалывается
Алюминат кальция	5,0	0,85	1,62	3,07	—	8,1	~1 100 *см³*	Большая твердость. Чувствителен к влажности
Окись магния (периклаз)	6,8	0,90	1,68	3,59	2 800	13	30×15	
Плавленый кварц SiO_2	4,5	0,95	1,43	2,20	1 667	0,55	500	Обладает хорошими механическими и термическими свойствами

пазоне от 3 до 6 *мк*. Высокая прозрачность сохраняется при температуре до 800° С. По отражательным свойствам материал близок к натуральной слюде. Он не чувствителен к влиянию климатических условий, а также к абразивному воздействию [24].

На рис. 5.14 показан обтекатель для длинноволновых систем, разработанный фирмой Ramo-Wooldridge [25]. Материал, из которого изготовлен обтекатель, не указывается. Ведутся исследования в области щелочно-галоидных соединений, которые, как видно из табл. 5.3, представляют особый интерес для длинноволновых систем. Кристаллы этих соединений могут быть получены размерами до 190×125 *мм*.

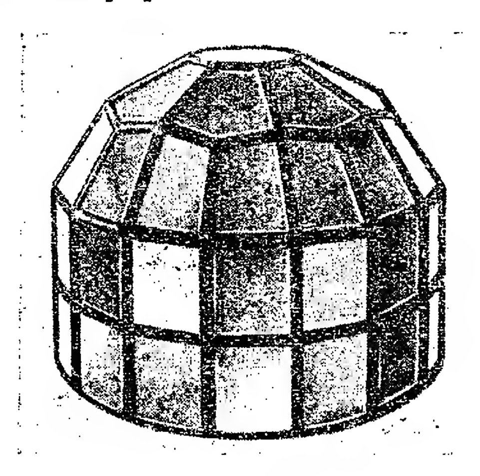


Рис. 5.14. Обтекатель фирмы Ramo-Wooldridge.

Рис. 5.15 изображает головную часть управляемого снаряда «Файрстрик» (Англия) класса «воздух-воздух» с обтекателем пирамидальной формы [39].

По данным испытаний температура обтекателя снаряда «Файрстрик» меньше температуры обтекателя, имеющего форму полусферы, как, например, у снаряда «Сайдуиндер».

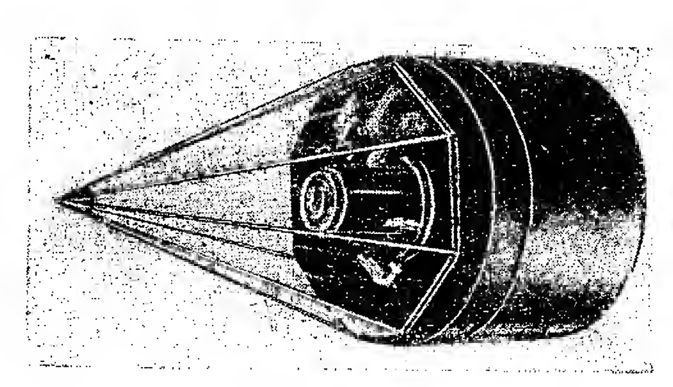


Рис. 5.15. Головная часть снаряда «Файрстрик» с обтекателем.

Другим преимуществом принятой формы обтекателя является меньшая вероятность обледенения. Однако такая форма приводит к увеличению аберраций и сложна в изготовлении. Одной из трудностей при создании пирамидального обтекателя явилось подыскание клея, обеспечивающего при всех эксплуатационных условиях прочное соединение восьми треугольных панелей из оптического стекла [39].

Таблица 5.3

Основные данные материалов на основе щелочно-галоидных соединений

Название материала	Предел прозрачности, *мк*	Коэффициент пропускания при наличии покрытия	Средний показатель преломления	Плотность, *г/см*^{3}	Температура плавления или размягчения, °С	Коэффициент теплового расширения, 10^{-6}/°С
Бромистый калий	27	0,92	1,53	2,75	728	41
Иодистый калий	31	0,85	1,63	3,12	723	43
Бромистый цезий	40	0,82	1,66	4,43	636	48
Иодистый цезий	50	0,88	1,74	4,53	621	50

3. ОПТИЧЕСКИЕ ФИЛЬТРЫ

Оптические фильтры применяются в координаторах цели для ослабления влияния излучения фона. Они могут быть использованы также для селекции целей и для выбора истинной цели на фоне ложных.

Если известны спектральные характеристики излучения цели и фона, то можно подобрать фильтры с такими спектральными характеристиками, которые приведут к незначительному поглощению излучения цели и почти к полному поглощению излучения фона. Этот метод ослабления влияния фона получил название оптической фильтрации.

Если оптический координатор цели предназначен для работы в дневных условиях, то в первую очередь должна быть ослаблена отраженная или рассеянная солнечная радиация. Максимум энергии излучения Солнца приходится на длину волны порядка 0,5 *мк*. Приблизительно 25% энергии излучения приходится на область

длин волн более 1 *мк* и только 2% — на область длин волн более 3 *мк*.

Исследованиями установлено [28], что спектральный состав радиации, отраженной облаками, земной и водной поверхностями, близок к спектру радиации Солнца, поэтому распределение энергии по длинам волн, о котором упоминалось выше, остается справедливым и для случая отраженной радиации.

Таким образом, для ослабления прямой и отраженной солнечной радиации должны применяться фильтры с границей пропускания порядка от 2—2,7 *мк* и далее.

Если оптический координатор цели предназначен для работы в ночных условиях, то мешающее излучение обусловлено уже не солнечной радиацией, а собственным излучением природных образований или построек, являющихся фоном для цели. Так как максимум этого излучения лежит в более далекой области спектра, то для ослабления излучения фона должны применяться фильтры, срезающие излучения с длиной волны порядка 6—8 *мк* и больше.

Границы пропускания фильтров можно правильно выбрать только в том случае, если известны спектральные характеристики излучения цели и фона. Кроме того, при выборе фильтра должна быть учтена прозрачность атмосферы и спектральная чувствительность приемника лучистой энергии, так как оба эти фактора влияют на величину радиации, воспринимаемой приемником от цели и фона.

В координаторах цели применяются два типа оптических фильтров: поглощающие и интерференционные. Поглощающие фильтры основаны на использовании полупроводниковых материалов. Кривые пропускания материалов, используемых в таких фильтрах, показаны на рис. 5.16.

Интерференционные фильтры изготовляются нанесением на прозрачную основу необходимого количества слоев различных материалов определенной толщины. Путем подборки материалов и толщины наносимых слоев можно управлять положением границы пропускания фильтра и его коэффициентом пропускания. На рис. 5.17 приведено в качестве примера семейство спектральных кривых пропускания интерференционных фильтров фирмы Bansch and Lomb [28].

Длинноволновое излучение фона может быть срезано путем использования таких поглощающих фильтров, как кварц, сапфир и некоторые виды стекла. Эти мате-

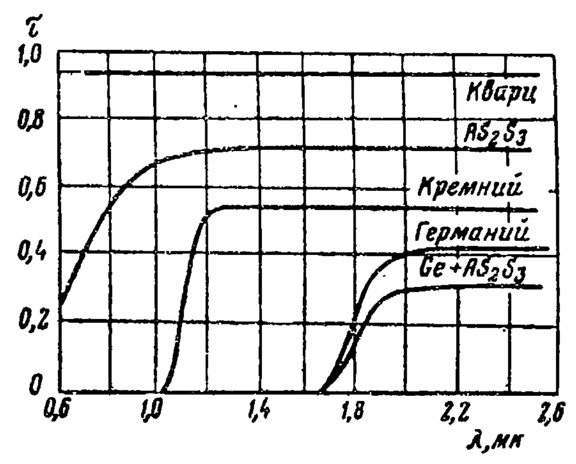


Рис. 5.16. Кривые пропускания материалов, используемых в поглощающих фильтрах.

риалы могут быть включены в систему в качестве оптических элементов (линз, обтекателей, конденсоров).

Оптическая фильтрация является действенным средством ослабления мешающего излучения фона, поэтому ее использование значительно улучшает технические данные аппаратуры.

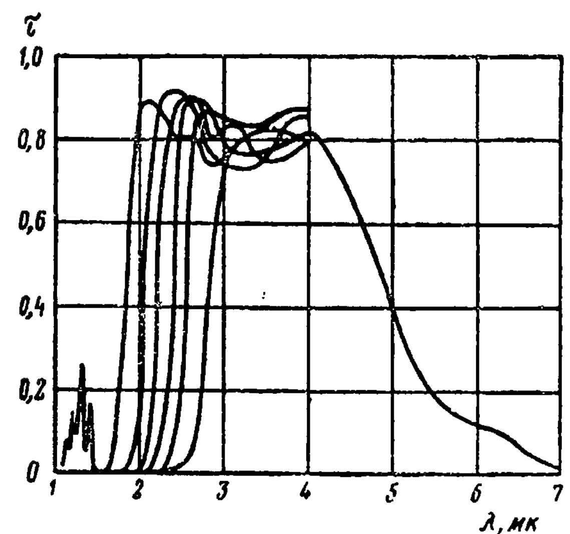


Рис. 5.17. Спектральные кривые пропускания интерференционных фильтров.

ГЛАВА ШЕСТАЯ

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЕЛИЧИНЫ ЭНЕРГИИ, ИЗЛУЧАЕМОЙ ЦЕЛЬЮ И ВОСПРИНИМАЕМОЙ ПРИЕМНИКОМ КООРДИНАТОРА ЦЕЛИ

1. ОСНОВНЫЕ ЗАКОНЫ ТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Для расчета величины энергии, излучаемой целью и воспринимаемой приемником координатора цели, используются четыре закона теплового излучения: закон Планка, закон Стефана — Больцмана, закон Вина и закон Ламберта. Выводы этих законов и их точные математические формулировки приводятся в соответствующей литературе по инфракрасной технике (например, [38, 20]). Там же указываются основные свойства инфракрасных лучей и условия их распространения в различных средах, в частности в атмосфере. Этих вопросов мы здесь будем касаться лишь в той мере, в какой это необходимо для решения основной задачи данной главы.

В табл. 6.1 содержатся основные термины, определения, буквенные обозначения и единицы измерения величин инфракрасной техники, принятые в отечественной литературе.

Остановимся кратко на основных законах теплового излучения.

Закон Планка:

$$r_{\lambda,T}=\frac{C_1}{\lambda^5\left(e^{\frac{C_2}{\lambda T}}-1\right)},\qquad(6.1)$$

где

$r_{\lambda,T}$ — спектральная интенсивность плотности излучения абсолютно черного тела при температуре T, *вт/см*^{3};

Таблица 6.1

Основные термины, определения, буквенные обозначения и единицы измерения величин инфракрасной техники

Термин	Определение	Буквен. обознач.	Формула	Основная единица измерения
Лучистый поток	Мощность оптического излучения	Φ	$\Phi = \frac{dW}{dt}$	*вт*
Энергия излучения	Энергия, переносимая электромагнитным излучением и определяемая как произведение лучистого потока на время действия излучения	W	$W = \int_{t_1}^{t_2} \Phi dt$	*вт·сек*
Интенсивность излучения (сила излучения)	Пространственная плотность лучистого потока испускаемого излучения, равная отношению лучистого потока к величине телесного угла, в котором равномерно распределено излучение	$\mathcal{J}$	$\mathcal{J} = \frac{d\Phi}{d\omega}$	$\frac{вт}{стер}$
Плотность излучения	Поверхностная плотность лучистого потока излучения, испускаемого поверхностью, равная отношению лучистого потока к площади излучающей поверхности	R	$R = \frac{d\Phi}{dq_и}$ ($q_и$—площадь излучающей поверхности)	$\frac{вт}{см^2}$
Облученность	Поверхностная плотность лучистого потока излучения, падающего на поверхность, равная отношению лучистого потока к площади облучаемой поверхности, по которой она равномерно распределена	E	$E = \frac{d\Phi}{dq_о}$ ($q_о$—площадь облучаемой поверхности)	$\frac{вт}{см^2}$

Термин	Определение	Буквен. обознач.	Формула	Основная единица измерения
Лучистость (энергетическая яркость)	Поверхностная плотность интенсивности излучения в задаином направлении, равная отношению силы излучения к площади проекции излучающей поверхности на плоскость, перпендикулярную к тому же направлению	B_α	$B_\alpha = \frac{dJ}{dq_н \cos\alpha}$	$\frac{вт}{см^2 стер}$
Спектральная интенсивность плотности излучения	Спектральная плотность лучистого потока, равная отношению плотности монохрометрического излучения к соответствующей длиие волны	$r_{\lambda, T}$	$r_{\lambda, T} = \frac{dR}{d\lambda}$	$\frac{вт}{см^3}$
Абсолютно черное тело	Тепловой излучатель, который имеет иаибольшую мощность излучений при данной температуре для всех длин волн по сравнению с другими тепловыми излучателями			
Серое тело	Тепловой излучатель с относительиым распределением энергии в спектре, одинаковым с относительным распределением энергни в спектре абсолютно черного тела при той же температуре			
Спектральный коэффициент нзлучения	Показатель, характеризующий свойства оптического излучателя, равный отношению мощности его монохроматического излучения к мощности излучения той же длины волны абсолютно черного тела при той же температуре и равных площадях и телесных углах излучения	ε		

Термин	Определение	Буквен. обознач.	Формула	Основная единица измерения
Коэффициент отражения	Величина, характеризующая свойства поверхностей среды или тела по отношению к падающему на них излучению, равная отношению потока отраженного излучения к потоку, упавшему на поверхность излучения	ρ	$\rho = \frac{\Phi_\rho}{\Phi}$	Безразм.
Коэффициент поглощения	Величина, характеризующая способность среды или тела задерживать попавшее на них излучение, равная отношению потока излучения, поглощенного средой (телом), к потоку излучения, упавшему на данную среду (тело)	α	$\alpha = \frac{\Phi_\alpha}{\Phi}$	Безразм.
Коэффициент пропускания	Величина, характеризующая прозрачность среды или тела по отношению к падающему на них излучению, равная отношению потока излучения, прошедшего через данную среду (тело), к потоку излучения, упавшему на данную среду (тело)	τ	$\tau = \frac{\Phi_\tau}{\Phi}$	Безразм.

Примечание. Если коэффициенты отражения, пропускания и поглащения определяются для монохроматического излучения, они соответственно называются „спектральный коэффициент отражения", „спектральный коэффициент пропускания" и „спектральный коэффициент поглощения".

λ — длина волны, *см*;

C_1 и C_2 — постоянные коэффициенты, равные

$C_1 = 3{,}740 \cdot 10^{-12}$ *вт·см*²;

$C_2 = 1{,}439$ *см·град*.

Закон Стефана—Больцмана:

$$R = \int_0^\infty r_{\lambda,T} d\lambda = \sigma T^4, \qquad (6.2)$$

где R — плотность излучения абсолютно черного тела при температуре T, *вт/см*²;

$\sigma = 5{,}670 \cdot 10^{-12} \frac{вт}{см^2 \cdot град^4}$ (постоянный коэффициент).

Для серых тел

$$R = \varepsilon\sigma T , \qquad (6.3)$$

где ε — коэффициент излучения.

Закон Вина:

$$\lambda_м T = C, \qquad (6.4)$$

где $\lambda_м$ — длина волны, соответствующая максимальному значению спектральной интенсивности плотности излучения абсолютно черного тела при температуре T, *мк*,

$C = 2898$ *мк·град* (постоянный коэффициент).

Закон Ламберта:

$$d\Phi_\omega = d\Phi_н \cos \alpha d\omega, \qquad (6.5)$$

где $d\Phi_\omega$ — лучистый поток, излучаемый малым элементом поверхности в малом телесном угле $d\omega$ в направлении, образующем угол α с нормалью к элементу поверхности;

$d\Phi_н$ — лучистый поток, излучаемый малым элементом поверхности по нормали;

С помощью закона Ламберта легко доказать, что лучистый поток $d\Phi_н$, излучаемый элементом поверхности по нормали, равен общему лучистому потоку $d\Phi$, излучаемому элементом во всех направлениях, деленному на π, т. е.

$$d\Phi_н = \frac{d\Phi}{\pi}. \qquad (6.6)$$

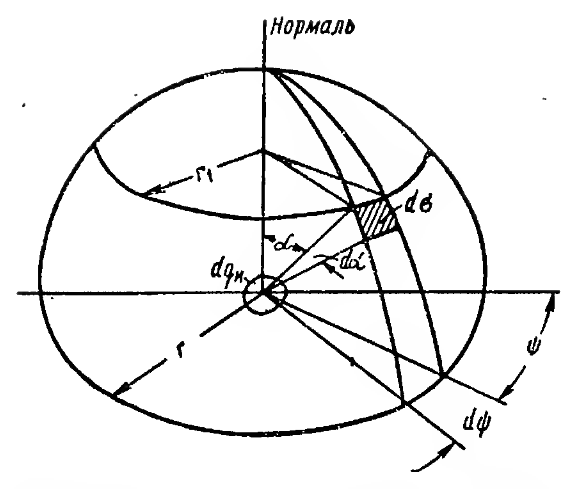


Рис. 6.1. К выводу формулы для лучистого потока, излучаемого элементом поверхности по нормали.

Используя рис. 6.1, запишем выражение для лучистого потока $d\Phi_\alpha$, излучаемого элементом $dq_и$ в направлении, образующем угол α с нормалью к поверхности $dq_и$, в телесном угле $d\omega$, опирающемся на площадь $d\sigma$,

$$d\Phi_\alpha = d\Phi_н \cos \alpha d\omega. \quad (6.7)$$

или, так как

$$d\omega = \frac{d\sigma}{r^2} = \frac{r d\alpha r_1 d\psi}{r^2},$$

$$d\Phi_\alpha = d\Phi_н \sin \alpha \cos \alpha \, d\alpha d\psi. \quad (6.8)$$

Лучистый поток $d\Phi$, излучаемый элементом во всех направлениях, очевидно, равен

$$d\Phi = d\Phi_н \int_0^{2\pi} d\psi \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin \alpha \cos \alpha d\alpha = \pi d\Phi_н, \quad (6.9)$$

откуда

$$d\Phi_н = \frac{d\Phi}{\pi}.$$

2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЕЛИЧИНЫ ЛУЧИСТОГО ПОТОКА, ВОСПРИНИМАЕМОГО ПРИЕМНИКОМ КООРДИНАТОРА ОТ ЦЕЛИ

Предположим, что цель представляет собой «серый» излучатель, нагретый до температуры T и обладающий площадью $q_и$ и коэффициентом излучения ε. Выберем

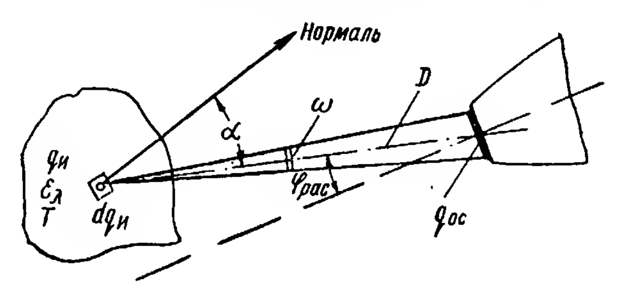


Рис. 6.2. К расчету величины лучистого потока, воспринимаемого приемником координатора от цели.

некоторое направление, образующее угол α с нормалью к элементу поверхности $dq_и$, и малый телесный угол ω, опирающийся на поверхность объектива или зеркала координатора цели (рис. 6.2). Тогда элементарный лучистый поток $d\Phi^\circ_\alpha$, испускаемый площадкой $dq_и$ в пределах телесного угла ω, определится по закону Ламберта:

$$d\Phi^\circ_\alpha = d\Phi_н \cos\alpha\omega = \frac{d\Phi}{\pi}\cos\alpha\omega. \tag{6.10}$$

Нас интересует не весь лучистый поток $d\Phi^\circ_\alpha$, а только часть его $d\Phi_\alpha$, ограниченная спектральным рабочим диапазоном λ_1—λ_2 приемника лучистой энергии. Очевидно,

$$d\Phi_\alpha = \frac{\omega\cos\alpha}{\pi}\, dq_и \int\limits_{\lambda_1}^{\lambda_2} \varepsilon r_{\lambda,T}\, d\lambda, \tag{6.11}$$

где $r_{\lambda,T}$ определяется в соответствии с формулой (6.1).

Примем следующие обозначения:

$q_{ос}$ — площадь входного зрачка оптической системы координатора цели;

D — расстояние между снарядом (координатором) и целью;

$\varphi_{\text{рас}}$ — угол между линией дальности $\bar{D}$ и осью координатора (угол рассогласования);

$\tau_{\text{ос}}$ — коэффициент пропускания оптической системы;

S_λ — спектральная чувствительность приемника лучистой энергии;

$\tau_{\text{а}}$ — спектральный коэффициент пропускания атмосферы.

Считая в первом приближении коэффициенты ε и $\tau_{\text{ос}}$ независимыми от длины волны λ и заменяя

$$\omega = \frac{q_{\text{ос}} \cos \varphi_{\text{рас}}}{D^2}, \tag{6.12}$$

получим

$$\Phi_\alpha = \frac{\tau_{\text{ос}} q_{\text{ос}} \varepsilon}{\pi} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} S_\lambda \tau_{\text{а}} r_{\lambda,T}\, d\lambda \int_{(q_{\text{и}})} \frac{\cos\alpha \cos\varphi_{\text{рас}}}{D^2} dq_{\text{и}}. \tag{6.13}$$

При больших дальностях направления осей пучков, исходящих из любых элементарных площадок $dq_{\text{и}}$ поверхности излучения и опирающихся на площадь $q_{\text{ос}}$, весьма близки друг к другу. Это позволяет считать углы α, $\varphi_{\text{рас}}$ и дальности D одинаковыми для всех элементарных площадок поверхности излучения и относить их к геометрическому центру этой поверхности.

С учетом этого допущения находим

$$\Phi_\alpha = \frac{\tau_{\text{ос}} q_{\text{ос}} \varepsilon}{\pi} \cdot \frac{q_{\text{п}} \cos\alpha \cos\varphi_{\text{рас}}}{D^2} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} S_\lambda \tau_{\text{а}} r_{\lambda,T}\, d\lambda. \tag{6.14}$$

Проведем следующие преобразования:

$$\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} S_\lambda \tau_{\text{а}} r_{\lambda,T}\, d\lambda = \int_{\lambda_1}^{\lambda} S_\lambda \tau_{\text{а}} r_{\lambda,T}\, d\lambda \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{r_{\lambda,T}}{r_{\lambda,T}^{\text{макс}}} d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{r_{\lambda,T}}{r_{\lambda,T}^{\text{макс}}} d\lambda} = K \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} r_{\lambda,T}\, d\lambda, \tag{6.15}$$

где

$$K = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} S_\lambda \tau_{\text{а}} r_{\text{отн}}(\lambda)\, d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} r_{\text{отн}}(\lambda)\, d\lambda}, \tag{6.16}$$

а

$$r_{\text{отн}}(\lambda) = \frac{r_{\lambda,T}}{r_{\lambda,T}^{\text{макс}}}. \qquad (6.17)$$

Для построения кривой $r_{\text{отн}}(\lambda)$ могут быть использованы табл. п.1.5 и п.1.6, приведенные в приложении 1.

Коэффициент K играет важную роль при расчете величины лучистого потока, воспринимаемого от цели приемником лучистой энергии координатора. Этим коэффициентом учитываются спектральный состав лучистого потока, излучаемого целью, спектральная характеристика приемника лучистой энергии и спектральная характеристика пропускания атмосферой инфракрасных лучей.

Коэффициент K рассчитывается графоаналитическим способом [22]. Для этого на одном рисунке строятся кривые $r_{\text{отн}}(\lambda)$, S_λ (λ) и $\tau_a(\lambda)$, и коэффициент K определяется по отношению площадей:

$$K = \frac{\sigma_1}{\sigma_2},$$

где σ_1 — площадь, ограниченная ординатами λ_1, λ_2, осью λ и кривой r (λ), полученной в результате перемножения ординат кривых $r_{\text{отн}}(\lambda)$, S_λ (λ) и $\tau_a(\lambda)$;

σ_2 — площадь, ограниченная ординатами λ_1, λ_2, осью λ и кривой $r_{\text{отн}}(\lambda)$.

Интеграл

$$\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} r_{\lambda,T} d\lambda = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{C_1}{\lambda^5 \left(e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1 \right)} d\lambda$$

рассчитывается с помощью специальных таблиц, дающих зависимость

$$Z\left(\frac{\lambda}{\lambda_{\text{м}}}\right) = \frac{\int\limits_0^{\lambda} C_1 \lambda^{-5} \left(e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1 \right)^{-1} d\lambda}{\int\limits_0^{\infty} C_1 \lambda^{-5} \left(e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1 \right)^{-1} d\lambda}, \qquad (6.18)$$

где $\lambda_{\text{м}} = \frac{C}{T}$ (на основании закона Вина), а

$$\int_0^{\infty} C_1 \lambda^{-5} \left(e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1 \right)^{-1} d\lambda = \sigma T^4,$$

Таким образом,

$$\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} C_1\lambda^{-5}\left(e^{\frac{C_2}{\lambda T}}-1\right)^{-1}d\lambda=\sigma T^4\left[Z\left(\frac{\lambda_2}{\lambda_м}\right)-Z\left(\frac{\lambda_1}{\lambda_м}\right)\right]. \quad (6.19)$$

Таблицы значений $\lambda_м$, $Z\left(\frac{\lambda}{\lambda_м}\right)$ и $R=\sigma T^4$ приведены в приложении 1.

Возвращаясь к формуле (6.14), получаем следующее выражение для величины лучистого потока Ф, воспринимаемого приемником кооординатора от цели:

$$\Phi_\alpha=\frac{\tau_{ос}q_{ос}\varepsilon q_и\cos\alpha\cos\varphi_{рас}}{\pi D^2}K\sigma T^4\left[Z\left(\frac{\lambda_2}{\lambda_м}\right)-Z\left(\frac{\lambda_1}{\lambda_м}\right)\right]. \quad (6.20)$$

Формула (6.20) показывает, что на величину лучистого потока, воспринимаемого приемником координатора от цели, оказывают основное влияние три группы факторов:

— факторы, определяемые характеристиками цели ($q_и$, ε, T);

— факторы, определяемые конструкцией координатора цели ($q_{ос}$, $\tau_{ос}$, λ_1, λ_2, S_λ);

— факторы, определяемые средой между снарядом и целью и взаимным расположением последних ($\tau_а$, D, α, $\varphi_{рас}$).

Из формулы (6.20) можно получить выражение для максимальной дальности действия координатора цели $D_{макс}$, если воспользоваться формулой (4.3) для пороговой чувствительности $\Phi_п$.

Очевидно,

$$D_{макс}=\sqrt{\frac{n}{\Phi_п}\cdot\frac{U_ш}{U_с}\frac{\tau_{ос}q_{ос}\varepsilon}{\pi}q_и\cos\alpha\cos\varphi_{рас}K\sigma T^4\left[Z\left(\frac{\lambda_2}{\lambda_м}\right)-Z\left(\frac{\lambda_1}{\lambda_м}\right)\right]}. \quad (6.21)$$

В [12] приведена следующая формула для приближенного расчета дальности действия координатора:

$$D_{макс}=0{,}31\sqrt{\tau_{ос}d_{ос}D^*\frac{J}{k\Delta\beta}\sqrt{\frac{t}{n}}}\ [см], \quad (6.22)$$

где $\tau_{ос}$ — интегральный коэффициент прозрачности оптической системы;

d_{oc} — диаметр входного зрачка оптической системы координатора;

D^* — обнаружительная способность приемника лучистой энергии, $\frac{см \cdot гц^{1/2}}{вт}$;

$\mathcal{J}$ — интенсивность излучения цели в области спектральной чувствительности приемника, *вт/стер*;

k — требуемое отношение сигнал/шум по напряжению;

$\Delta\beta$ — угловая разрешающая способность системы;

t — время просмотра поля зрения, *сек*;

n — число чувствительных элементов приемника лучистой энергии.

Так, при $\tau_{oc}=0{,}6$ $d_{oc}=30$ *см*, $D^*=5\cdot 10^{10}\frac{см \cdot гц^{1/2}}{вт}$, $\mathcal{J}=76{,}4$ *вт/стер*, $k=5$, $\Delta\beta=4{,}33\cdot 10^{-3}$ *рад*, $t=0{,}1$ *сек*, $n=12$ получено $D_{макс}=9{,}55\cdot 10^{6}$ *см* или около 95 *км*.

Для расчета максимальной дальности действия инфракрасных приборов в [4] дана номограмма, в основу которой положена расчетная формула

$$D_{макс}=k\sqrt{\int\limits_0^\infty \frac{\mathcal{J}\tau_a\tau_{oc}}{\Phi_п}\,d\lambda\,\frac{d_{oc}}{f_{oc}}\left(\frac{nt}{\beta\tau}\right)}, \qquad (6.23)$$

где $D_{макс}$ — максимальная дальность действия прибора в морских милях;

$\mathcal{J}$ — интенсивность излучения цели, *вт/стер*;

τ_a и τ_{oc} — коэффициенты прозрачности атмосферы и оптической системы координатора цели соответственно;

$\Phi_п$ — эквивалентная мощность шумов приемника лучистой энергии, *вт* [см. формулу (4.1)];

$\frac{d_{вх}}{f_{oc}}$ — относительное отверстие оптической системы координатора;

n — число чувствительных элементов приемника;

t — время просмотра поля зрения, *сек*;

β — общий угол поля зрения системы, *стер*;

τ — постоянная времени элемента приемника, *сек*;

Для примера на рис. 6.3 приведен графический расчет $D_{\text{макс}}$ для следующих исходных данных:

$\frac{d_{\text{ос}}}{f_{\text{ос}}}=5$; $n=10$; $t=1$ *сек*; $\beta=1$ *стер*; $\tau=10^{-4}$ *сек*; $\frac{nt}{\beta\tau}=10^5$; $\mathcal{J}=200$ *вт/стер*; $\Phi_{\text{п}}=10^{-9}$ *вт*; $\tau_{\text{а}}=\tau_{\text{ос}}=0{,}70$.

Все спектральные величины берутся средними значениями для некоторого определенного спектрального диапазона; в этом случае интеграл

$$\int_0^\infty \frac{\mathcal{J}\tau_{\text{а}}\tau_{\text{ос}}d\lambda}{\Phi_{\text{п}}}=10^{11}.$$

На номограмме рис. 6.3 проводится линия между точками $\frac{d_{\text{ос}}}{f_{\text{ос}}}=5$ и $\frac{nt}{\beta\tau}=10^5$; на шкале a получается вспомогательная точка c, которая соединяется линией с точкой b, соответствующей 10^{11}. В точке пересечения этой прямой со шкалой D находим ответ:

$D_{\text{макс}}=26$ морских миль (48 *км*).

Легко убедиться, что определение дальности действия координатора по приведенным выше соотношениям представляет весьма трудоемкий процесс. Для этой цели можно предложить простой, но достаточно точный графо-аналитический метод расчета. Сущность указанного метода заключается в решении двух уравнений

$$\left.\begin{aligned} E_q &= f(D), \\ E_{\text{п}} &= \text{const}, \end{aligned}\right\}$$

где E_q — плотность потока излучения от объекта, приходящего на оптическую систему координатора в направлении ракурса q,

$E_{\text{п}}$ — минимальная (пороговая) плотность потока, вызывающая на выходе координатора сигнал, пропорциональный положению объекта (порог чувствительности координатора к излучению данного объекта),

D — дальность до объекта.

Аналитическая зависимость E_q от дальности D может быть выведена из следующих соображений. Поток излучения от объекта в направлении угла ω, проходящий

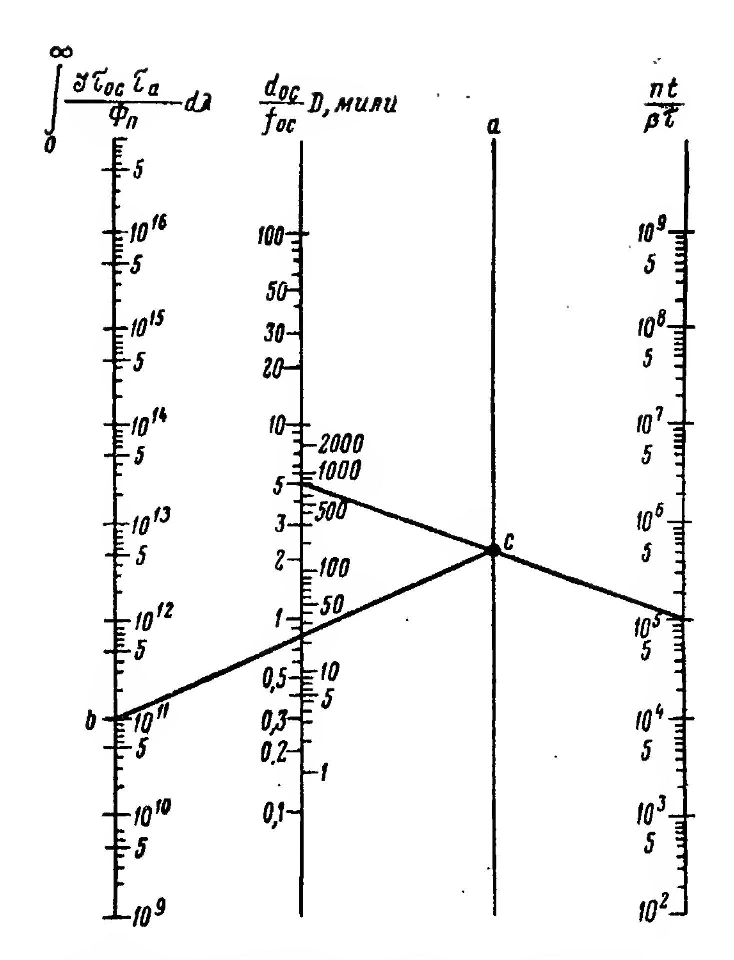


Рис. 6.3. Номограмма для расчета максимальной дальности действия инфракрасных приборов.

через атмосферу и улавливаемый оптической системой, равен

$$\Phi = \mathcal{J}_q \tau_a \omega,$$

где $\mathcal{J}_q$ — интенсивность излучения объекта в данном направлении, *вт/стер*,

ω — телесный угол, под которым виден входной зрачок (входное отверстие) оптической системы координатора с расстояния D, т. е. $\omega = \frac{q_{oc}}{D^2}$,

τ_a — коэффициент прозрачности атмосферы.

Поскольку $E_q = \frac{\Phi}{q_{oc}}$, то заменив в выражении для Ф значение ω через q_{oc} и D, получим

$$E = \frac{\mathcal{J}_q \tau_a q_{oc}}{D^2 q_{oc}} = \frac{\mathcal{J}_q \tau_a}{D^2}. \tag{6.24}$$

Это соотношение решается в следующем порядке: $\mathcal{J}_q$ определяется из диаграммы направленности излучения объекта или вычисляется аналитически; τ вычисляется по графику Элдера и Стронга и номограммам, приведенным в приложении 2.

Задавшись рядом значений D в *км* (*м* или *см*), вычисляем (при выбранных или вычисленных $\mathcal{J}_q$ и τ_a) величину E_q. Затем строится зависимость $E_q = f(D)$. Величина $E_п$ вычисляется из соотношения

$$E_п = \frac{\Phi_п}{q_{oc}} \frac{1}{\tau_{oc}} \ [вт/см^2].$$

Указанное соотношение выводится из предположения, что пороговая плотность воспринимаемого координатором потока пропорциональна пороговой плотности потока приемника ИК излучения $E_{пр}$ и коэффициенту оптического усиления (K) оптической системы координатора,

т. е. $E_п = \frac{E_{пр}}{K}$, но так как $E_{пр} = \frac{\Phi_п}{q_п}$, а $K = \tau_{oc} \frac{q_{oc}}{q_п}$, то

$$E_п = \frac{\Phi_п}{q_п} \frac{q_п}{q_{oc}} \frac{1}{\tau_{oc}} = \frac{\Phi_п}{q_{oc}} \frac{1}{\tau_{oc}}.$$

Значения q_{oc} и τ_{oc} вычисляются, а величина $\Phi_п$ берется как паспортная для данного типа приемника излучения или вычисляется по данным, приведенным в приложении 4.

Вычислив значение $E_п$, отложив его по оси ординат на графике $E_q = f(D)$ и проведя горизонтальную прямую до пересечения с кривой графика, получим точку, которой на оси абсцисс будет соответствовать искомая дальность действия координатора. Следует иметь в виду, что это будет максимальная или пороговая дальность дей-

ствия, при которой соотношение сигнал/шум берется равным единице.

Пример расчета дальности действия указанным методом приведен в приложении 4.

3. ХАРАКТЕРИСТИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ ЦЕЛЕЙ И ФОНА

Большинство наземных, надводных и воздушных целей (самолеты, корабли военно-морского флота, металлургические заводы, тепловые электростанции и др.) имеет большое число элементов, нагретых до высокой температуры, и, следовательно, является источником инфракрасных лучей [22].

Энергия, излучаемая целями, распределяется в пространстве неравномерно в связи с тем, что отдельные излучатели, образующие в совокупности «тепловую цель», имеют сложную конфигурацию и расположены несимметрично.

Распределение энергии по спектру зависит от температуры нагрева отдельных излучателей и физических свойств поверхностей излучения.

Излучение целей характеризуется так называемыми индикатрисами излучения, которые представляют собой огибающие вектора лучистого потока (или вектора интенсивности излучения) для каких-либо определенных условий (заданная плоскость цели, определенное расстояние до цели и высота полета и т. п.). Рассмотрим характеристики теплового излучения некоторых типовых целей.

Основными источниками излучения самолетов с поршневыми двигателями являются выхлопные патрубки, выходящие из патрубков отработанные газы двигателей и капоты двигателей. Капоты двигателей имеют сравнительно низкую температуру (90—100° С) и малый коэффициент излучения (0,2—0,4), так что энергия, излучаемая этим источником, относительно невелика.

Выхлопные газы поршневых двигателей содержат большое количество мелких твердых частиц углерода, нагретых до температуры 1 000—1 100° С. Наличие их обусловлено неполным сгоранием углеводородных топлив в двигателях. Выхлопные газы излучают энергию в виде ряда спектральных линий или узких полос, вклю-

чая полосы излучения парами воды с длинами волн 1,3; 1,8 и 2,7 *мк* и полосу излучения двуокиси углерода в районе длины волны 4,3 *мк* [27].

В общем балансе энергии излучения самолета с поршневым двигателем доля излучения капотов и выхлопных газов колеблется от 35 до 45%. Остальная часть приходится на излучение выхлопных патрубков,

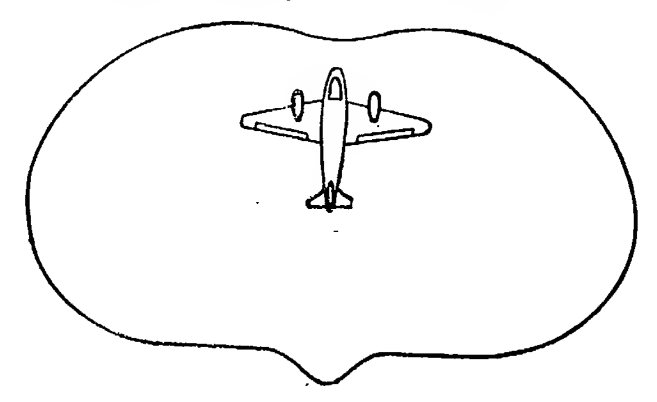


Рис. 6.4. Индикатриса излучения самолета Си-47.

температура которых достигает значений порядка 650—800° С вблизи коллектора двигателя, снижаясь к срезу до 250—350° С. В качестве материала для изготовления выхлопных патрубков применяется жароупорная сталь, которая в окисленном состоянии имеет коэффициент излучения около 0,85.

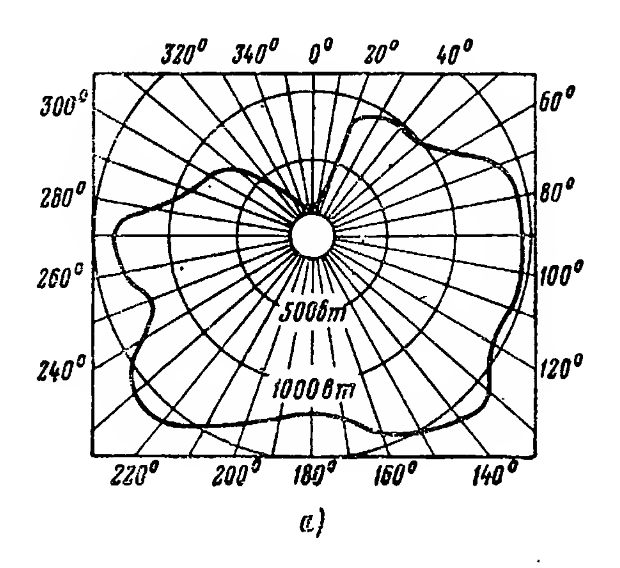
На рис. 6.4 приведена индикатриса излучения самолета Си-47 в горизонтальной плоскости. Самолет Си-47 имеет два выхлопных патрубка диаметром 150 *мм* и длиной около 100 *мм*, размещенных под центропланом с внешней стороны моторов.

Излучение одного патрубка вдоль поперечной оси самолета равно $1{,}94 \cdot 10^3$ *вт*. Интенсивность излучения в направлении, перпендикулярном к поверхности патрубка, составляет около 600 *вт/стер*.

На рис. 6.5 изображены индикатрисы излучения двухмоторного самолета с поршневыми двигателями в горизонтальной (*а*) и вертикальной (*б*) плоскостях [12]. Наличие максимумов в приведенных кривых (до 1700 *вт* в горизонтальной плоскости и до 120 *вт* в вертикальной плоскости) объясняется характером расположения вы-

хлопных патрубков и формой струи отработанных газов двигателя.

У реактивных самолетов с дозвуковыми скоростями полета основными источниками излучения являются от-



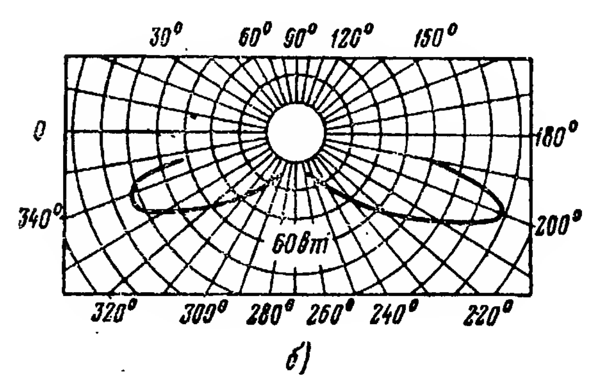


Рис. 6.5. Индикатрисы излучения двухмоторного самолета с поршневыми двигателями:

а — в горизонтальной плоскости; *б* — в вертикальной плоскости.

дельные детали двигателя, нагретые до высокой температуры, а также факел выходящих из сопла газов. В отличие от поршневых двигателей у **реактивных двигателей** удельный вес излучения газов значитель-

но меньше вследствие полного сгорания топлива при избытке кислорода и отсутствия в газовой струе твердых раскаленных частиц углерода. Излучение газовой струи (факела) реактивного двигателя имеет спектр, определяемый характеристикой молекулярного резонанса продуктов горения. Это иллюстрируется кривой распреде-

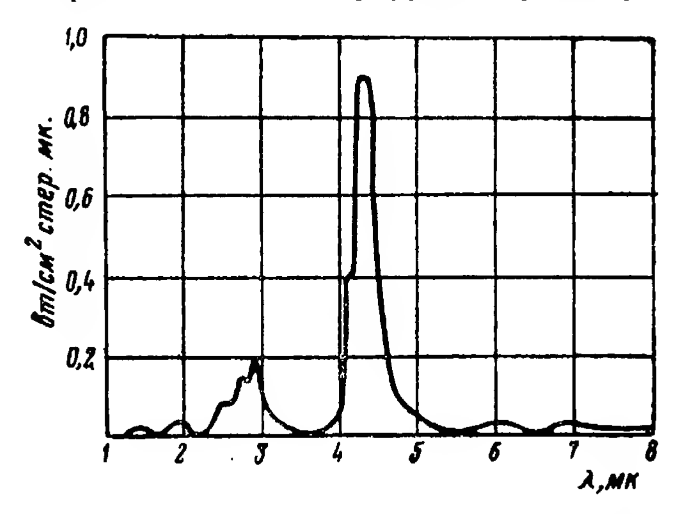


Рис. 6.6. Кривая распределения по спектру энергии излучения факела газов при сгорании керосинового топлива.

ления энергии излучения факела газов при сгорании керосинового топлива по спектру (рис. 6.6).

Распределение температуры в факеле газовой струи реактивного двигателя приведено на рис. 6.7.

Главными источниками излучения реактивного двигателя следует считать внутреннюю полость удлинительной трубы, стенки которой имеют температуру нескольких сотен градусов, и открытые детали двигателя (лопатки турбины, реактивный конус), просматриваемые через срез сопла. Температура лопаток может достигать 800° С. Максимум излучения нагретых металлических частей двигателя приходится на длину волны около 3,5 *мк* [12].

Индикатрисы излучения реактивного двигателя и реактивного самолета в целом имеют остронаправленный характер с выраженными максимумами. Основное излучение приходится на сторону задней полусферы, что

ограничивает возможные зоны атаки при стрельбе снарядами с инфракрасными устройствами самонаведения.

С переходом на сверхзвуковые скорости полета начинает сказываться излучение обшивки, вызванное ее аэродинамическим нагревом, причем удельный вес излучения

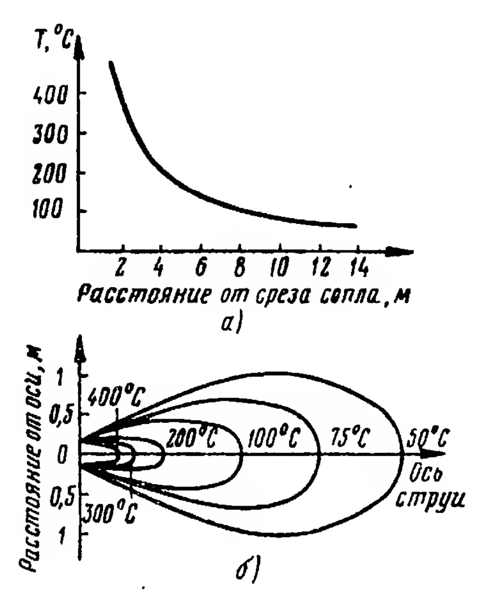


Рис. 6.7. Распределение температуры факела газовой струи реактивного двигателя:

а — в зависимости от расстояния от среза сопла; *б* — в зависимости от удаления от оси струи.

обшивки в общем балансе энергии излучения самолета непрерывно возрастает по мере роста скорости его полета.

Температура обшивки самолета, летящего на высоте 10 *км* со скоростью 0,8 М, достигает 250° К. С увеличением скорости до 2,4 М температура обшивки возрастает примерно вдвое [12].

На рис. 6.8 приведены расчетные кривые нагрева поверхности самолета за счет торможения воздушного потока на высотах до 11 *км* без учета потерь на излучение. В табл. 6.2 содержатся экспериментальные данные по нагреву обшивки некоторых самолетов.

Аэродинамический нагрев самолета при его сверхзвуковом полете приводит к тому, что индикатриса излуче-

ния самолета теряет свою остронаправленную форму. При этом создаются благоприятные условия для стрельбы самонаводящимися снарядами под любыми углами к направлению полета самолета-цели.

Мощными источниками теплового излучения являются б а л л и с т и ч е с к и е р а к е т ы, корпуса которых на-

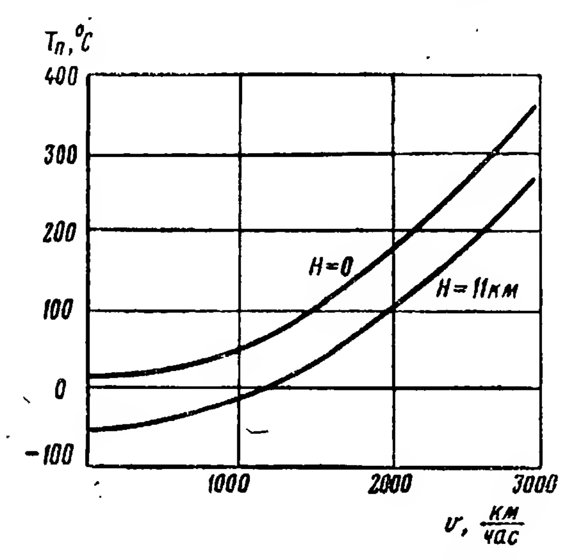


Рис. 6.8. Расчетные кривые нагрева поверхности самолета за счет торможения воздушного потока.

греваются до высокой температуры за счет работы двигателя, аэродинамического нагрева при полете в плотных слоях атмосферы и за счет солнечной радиации при полете ракеты в космосе.

Наиболее интенсивный нагрев корпуса происходит вследствие трения о воздух при входе ракеты в плотные слои атмосферы. Так, известно, что немецкая ракета V-2 (А-4) на конечном участке траектории нагревалась до красного каления.

При входе в атмосферу головной части баллистической ракеты она создает фронт ударной волны, обозначенный на рис. 6.9 цифрой *1* [12]. Позади этого фронта образуется высокотемпературный слой, в котором воздух интенсивно ионизируется. Излучение этого слоя было зафиксировано при экспериментальных запусках баллистической ракеты «Юпитер».

В настоящее время ведутся работы по теоретическому и экспериментальному исследованию теплового излучения искусственных спутников Земли и космических кораблей, находящихся на расстоянии многих сотен километров от поверхности Земли. Возможность дальнего обнаружения спутников по их тепловому излучению была подтверждена серией испытаний с использованием инфракрасной аппаратуры [12].

Таблица 6.2

Экспериментальные данные по нагреву обшивки некоторых самолетов

Тип самолета	Число М	Температура обшивки, °С
Конвер F-106	1,5	60
Мак-Доннел F-101	1,6	62
Локхид F-104A	2,6	122
Мартин ХВ-68	2,5	214
Белл Х-2	3,0	333

Излучателями инфракрасных лучей на кораблях ВМФ являются дымовые трубы и отдельные части палубы, главным образом, в местах расположения силовых установок [22].

Основными излучателями тепловых электростанций также являются дымовые трубы, особенно их жерла [22].

Излучение фона можно разделить на два класса: собственное и отраженное. Спектр отраженного излучения близок к спектру излучения Солнца и имеет наибольшую интенсивность в области от 1 до 4 *мк* [31]. Собственное излучение фона имеет наибольшую интенсивность при длинах волн больше 4 *мк*.

Излучение неба в инфракрасной области при наблюдении в атмосфере Земли носит флюктуационный характер. Оно возникает в результате диффузного отражения и рассеяния излучения других источников, главным образом, Солнца, а также вследствие собственного излучения облаков, горных вершин, газов, паров и пыли, содержащихся в атмосфере. Характер этого излучения зависит от времени дня и года, географического местоположения, положения Солнца по отношению к приемнику лучистой энергии и от направления визирования [31].

На рис. 6.10 представлены спектральные кривые интенсивности излучения облаков, неба, выхлопных га-

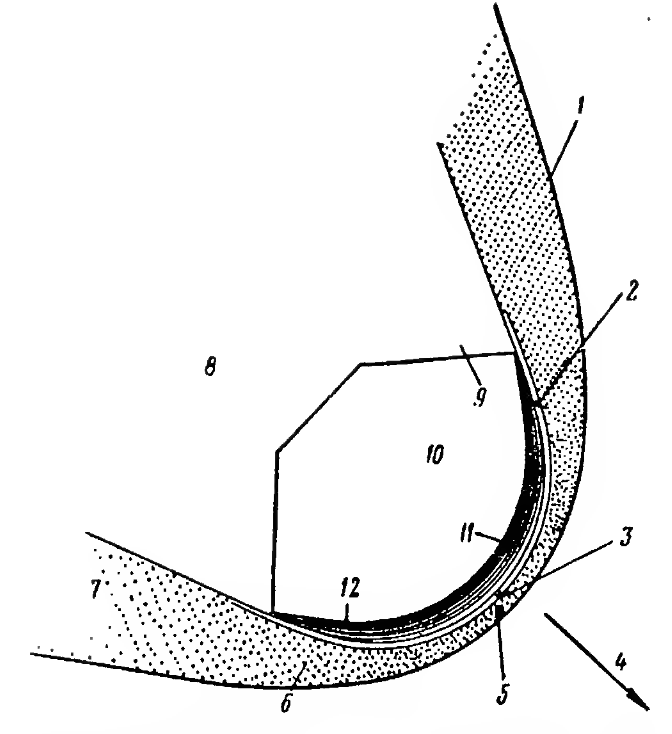


Рис. 6.9. Образование теплового излучения при входе головного конуса баллистической ракеты в атмосферу:

1 — фронт ударной волны; *2* — пограничный слой; *3* — критическая точка; *4* — направление движения конуса; *5* — слой ударной волны; *6* — ионизированный и светящийся воздух, имеющий высокую температуру; *7* — полоса ионизированного газа; *8* — кильватерный след; *9* — металлическая оболочка головного конуса; *10* — боевая часть ракеты; *11* — слоистая пластмасса; *12* — асбесто-пластмассовая прослойка.

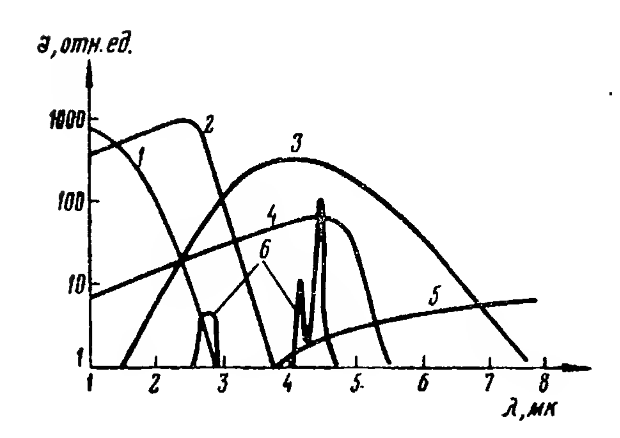


Рис. 6.10. Спектральные кривые интенсивности излучения:

1 — облаков (отраженная солнечная радиация); *3* — нагретой обшивки самолета; *5* — неба (днем и ночью); *6* — выхлопных газов самолета.

Спектральные характеристики чувствительности приемников:

2 — сернисто - свинцового (PbS), *4* — селенисто - свинцового (PbSe).

зов двигателей самолета и его обшивки. Там же для сравнения приведены спектральные характеристики чувствительности сернисто-свинцового и селенисто-свинцового фотосопротивлений [27].

Специфическим фоном может быть отраженное излучение Луны и собственное излучение ее нагретой поверхности, температура которой лежит в диапазоне 100—150° С.

4. НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ФИЛЬТРАЦИИ

Под пространственной фильтрацией понимают методы, направленные на улучшение возможностей выделения какого-либо одного определенного объекта или группы объектов на фоне мешающих излучений в оптической или электрооптической системе. Фильтрация в пространстве является удобным способом преобразования полезного входного сигнала с минимальными потерями информации.

Разделение цели и фона может быть осуществлено путем использования минимально узкого мгновенного поля зрения координатора. Так как угловой размер цели на больших расстояниях очень мал, а размер фона велик, то, помещая в плоскости изображения модулирующий диск с мелко нанесенным рисунком прозрачных и непрозрачных полос, можно исключить влияние фона.

Для аналогичных целей могут быть также использованы системы с широким полем зрения, у которых в фокальной плоскости расположен мозаичный приемник лучистой энергии.

Рассмотрим несколько подробнее схему оптического преобразования попадающих в поле зрения объектов, изображенную на рис. 6.11 [41]. Предположим, что теплоизлучающий объект (цель или деталь фона) находится в плоскости P и характеризуется функцией $\mathcal{J}_P(\xi, \eta)$ распределения интенсивности излучения. Оптическая система (объектив или зеркальный отражатель) образует в фокальной плоскости Q двумерное изображение объекта, которое связано линейной зависимостью с самим объектом. Вследствие наличия аберраций точечный теплоизлучающий объект в плоскости P представляется в фокальной плоскости Q в виде кружка рассеяния

конечного диаметра, характеризующегося функцией $\mathcal{J}_Q(x, y)$ распределения интенсивности излучения. Функция $\mathcal{J}_Q(x, y)$ может рассматриваться как оптический коэффициент передачи.

Реальный теплоизлучающий объект в плоскости можно представить в виде совокупности множества точечных

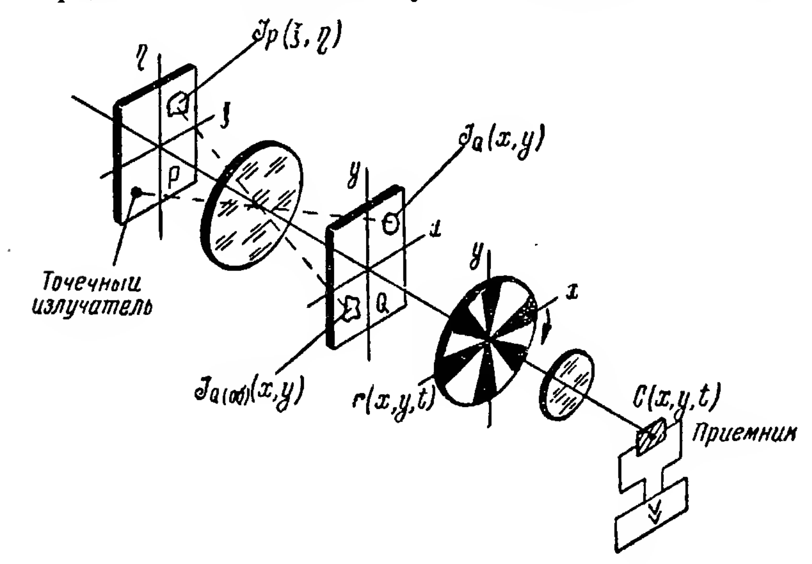


Рис. 6.11. Схема оптического преобразования.

излучателей, поэтому функция $\mathcal{J}_{Q(об)}(x, y)$, характеризующая распределение интенсивности излучения изображения объекта в плоскости Q (после прохождения через оптическую систему), может быть записана в виде

$$\mathcal{J}_{Q\,(об)}(x, y) = \int\int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{J}_Q(x-\xi, y-\eta)\, \mathcal{J}_P(\xi, \eta)\, d\xi d\eta, \qquad (6.25)$$

если допустить, что оптическое усиление равно единице.

Результирующая энергия, концентрируемая оптической системой на чувствительной площадке приемника лучистой энергии, будет определяться положением модулирующего диска за время t и может быть охарактеризована функцией $C(x, y, t)$. Если иметь в виду, что модулирующий диск осуществляет модуляцию излучения по времени $[r_1(t)]$ и производит суммирование излуче-

ния в пределах элементарного его перемещения на величину x_1 и $y_1[r_2(x_1, y_1)]$, то функция $C(x, y, t)$ после прохождения сигнала через диск может быть записана следующим образом:

$$C(x, y, t) = r_1(t) \int\int_{-\infty}^{+\infty} r_2(x_1, y_1) \mathcal{J}_{Q(\text{об})}(x - x_1, y - y_1)\, dx_1 dy_1 = C_1(t) C_2(x, y), \quad (6.26)$$

где $r_1(t)$ — функция, определяющая зависимость энергии модуляции потока;
$r_2(x_1, y_1)$ — функция, определяющая величину энергии в зависимости от положения диска относительно осей x и y;
$\mathcal{J}_{Q(\text{об})}(x - x_1, y - y_1)$ — функция, определяющая величину энергии после прохождения сигнала через диск;
$C_1(t) C_2(x, y)$ — свертка функций r_1, r_2 и $\mathcal{J}_{Q(\text{об})}$.

Функциональные соотношения, данные в выражениях (6.25) и (6.26), могут быть также связаны посредством членов, содержащих так называемую «пространственную частоту», под которой понимают величину, обратную линейному положению теплоизлучающего объекта или его изображения в фокальной плоскости оптической системы [41].

Так, например, если координаты объекта — x, y, то пространственные частоты соответственно равны $\omega_x = \frac{1}{x}$ и $\omega_y = \frac{1}{y}$.

Используя преобразование Фурье

$$F(\omega_x, \omega_y) = \int\int_{-\infty}^{+\infty} f(x, y)\, e^{-j(\omega_x x + \omega_y y)} dx dy,$$

можно результирующую величину сигнала на выходе приемника лучистой энергии представить в следующем виде:

$$C^*(\omega_x, \omega_y) = r_2^*(\omega_x, \omega_y) \mathcal{J}_Q^*(\omega_x, \omega_y) \mathcal{J}_P^*(\omega_x, \omega_y), \quad (6.27)$$

где r_2^* — преобразование Фурье для модулирующего диска [функция $r_2(x_1, y_1)$],

$\mathcal{J}_Q^*$ — преобразование Фурье для оптической системы,

$\mathcal{J}_P^*$ — преобразование Фурье для теплоизлучающего объекта.

Благодаря этому оптическую систему, начиная от теплоизлучающего объекта и кончая приемником лучистой энергии, можно представить в виде отдельных звеньев и анализировать ее с помощью преобразования Фурье.

Наиболее полезным свойством преобразования Фурье является то, что оно превращает операцию интегральной свертки (которая является результатом «перемещения» функции $\mathcal{J}_{Q(об)}(x, y)$ по модулирующему диску) в операцию умножения преобразований Фурье. Таким образом, выходное преобразование Фурье можно найти умножением преобразования изображения объекта, полученного с помощью передаточной функции модулирующего диска, на преобразование электронной схемы. Обратное преобразование этого произведения дает выходной сигнал системы.

Математически доказывается, что модулирующий диск можно рассматривать как комбинацию широкополосного и узкополосного фильтров, селектирующих лучистый поток по вполне определенным пространственным волновым числам (числу волн, приходящихся на 1 радиан).

С помощью двумерных преобразований модулирующего диска может быть получено произведение спектральной плотности энергии на число волн, укладывающееся на модулирующем диске. Последующее интегрирование и извлечение квадратного корня дает среднее квадратическое напряжение фона на выходе приемника.

В преобразовании Фурье временных функций импульс очень короткой длительности содержит составляющие до высоких частот. Аналогично при двумерных преобразованиях распределение энергии излучения теплоизлучающего источника, имеющего в одном направлении очень малую протяженность, будет иметь в этом направлении широкий спектр энергии излучения в пространстве волновых чисел. Источники, имеющие большую протя-

женность, будут иметь узкий спектр в пространстве волновых чисел.

Изображение точечной цели, даваемое оптической системой, можно рассматривать как круглое и небольшое по размерам, так что приближенно его можно представить δ-функцией Дирака. Однако, так как изображение точечной цели обладает все же конечными размерами, то оно имеет такое преобразование, которое не дает все волновые числа и представляет собой ряд, убывающий с радиусом, близким к обратной величине двойного диаметра изображения.

На рис. 6.12 показан рельеф функции пространственной частоты, изображающей изменение сигнала в зависимости от вида растра модулирующего диска.

Функция имеет в начале координат максимум, соответствующий передаче энергии фона, и несколько максимумов, соответствующих отдельным энергетическим перепадам.

Так как ширина модулирующих полос принимается обычно равной размеру изображения точечной цели в фокальной плоскости, то гармоники высшего порядка (3, 5, 7 и т. д.), получающиеся от модулирующего диска с прямоугольными полосами, затухают до незначительного уровня и на рисунке не показаны. Основная гармоника также затухает в результате того, что изображение точечной цели имеет конечные размеры из-за наличия аберраций.

Увеличение размеров диафрагмы, ограничивающей рабочее поле модулирующего диска (при сохранении ширины модулирующих полос), сказывается на функции преобразования сужением пиков и увеличением их амплитуды. Если же размер диафрагмы оставить постоянным, а изменять ширину модулирующих полос, то изменяется расстояние между пиковыми значениями вдоль оси ω_x.

Временная частота модуляции лучистого потока получается в результате перемещения модулирующего диска с определенной скоростью. Временная частота равна произведению скорости перемещения диска на пространственную частоту ω_x или ω_y (в направлении перемещения) для каждой точки на модулирующем диске.

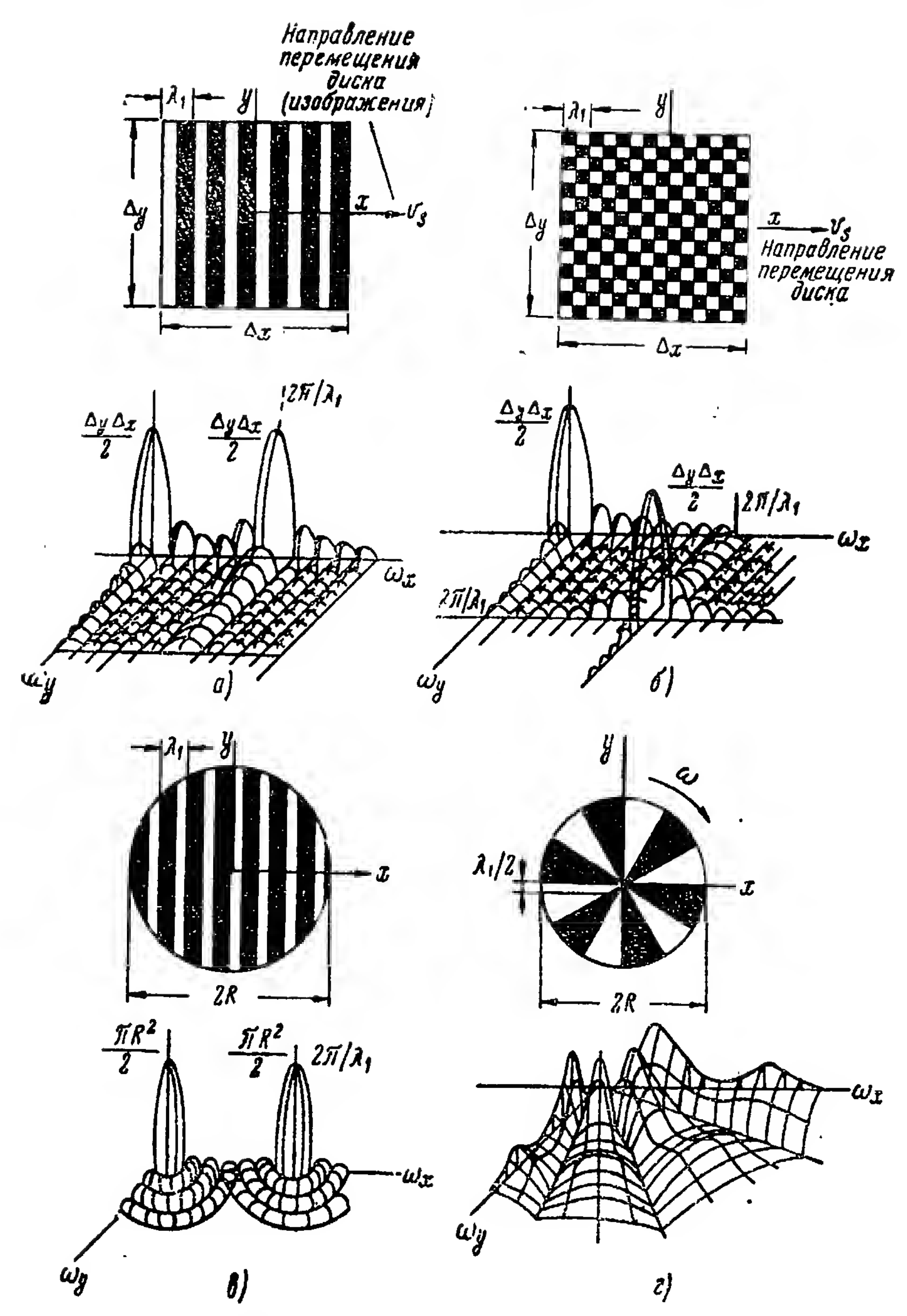


Рис. 6.12. Двумерные преобразования типовых модулирующих дисков:

а — с параллельными полосами и квадратной диафрагмой, *б* — с шахматной клеткой, *в* — с параллельными полосами и круглой диафрагмой, *г* — с радиальными полосами.

Модуляция функции пространственной частоты временной частотой может обеспечить значительную гибкость для оптимальной фильтрации. Однако при этом следует учитывать, что если направление перемещения модулирующего диска перпендикулярно модулирующим полосам (рис. 6.12,*а*), то растянутые объекты (облака, горизонт), параллельные этим полосам, будут модулироваться так же, как и цель, а линии фона или горизонта, параллельные перемещению диска, совсем не будут модулироваться и, таким образом, фильтрация с помощью дополнительной временной развертки окажется неэффективной.

Модулирующий диск с радиальными модулирующими полосами производит слабое распознавание пространственной частоты, что является результатом расхождения к периферии диска модулирующих полос (рис. 6.12,*г*).

Таким образом, анализируя изменение пространственных частотных характеристик, можно выбрать соответствующий тип растра (модуляцию), обеспечивающий фильтрацию фона.

Фирмой Airjet были испытаны различные методы получения и обработки информации в оптических координаторах цели [27].

Наиболее простой метод заключается в использовании элементарных оптических систем для обнаружения излучения цели и для концентрации его на приемнике лучистой энергии с одним чувствительным элементом. Так как приемники имеют недостаточную статическую стабильность, схема с одноэлементным приемником применяется в основном для обнаружения быстрых изменений интенсивности излучения.

Мозаичная система подобна предыдущей, но в ней одиночный приемник заменен приемником с группой элементов. При том же поле обзора объем информации и чувствительность мозаики увеличиваются по сравнению с одиночным приемником. Однако теоретически возможная высокая чувствительность, свойственная мозаике, практически трудно реализуется вследствие необходимости большого числа каналов для просмотра зоны обзора с высокой степенью разрешения. Для систем самонаведения, в которых точечные цели должны выделяться из фона, использование схемы с мозаикой только

для обеспечения пространственной фильтрации фирма Airjet считает нецелесообразным.

В системах с развертывающими дисками (наподобие тех, которые применялись в механических телевизионных устройствах) трудно получить хорошую пространственную фильтрацию. Для того чтобы обнаружить малые цели на фоне большой протяженности, но слабой интенсивности, размеры отверстия в развертывающем диске должны быть равными или меньшими размера изображения цели, составляющего около 0,1 *мрад*. При учете реакции приемника допустимая скорость перемещения такого отверстия становится неприемлемо малой.

В настоящее время используются различные модулирующие диски с переменной прозрачностью (например, в виде шахматной клетки, как это изображено на рис. 6.12,*б*). Так как изображение крупных объектов попадает одновременно на прозрачные и непрозрачные области модулирующего диска, сигнал от равномерного (однородного) фона при поступательном или вращательном движении диска не возникает, но появляется модулированный сигнал от точечной цели.

Необходимая чувствительность такой системы может быть легко обеспечена сужением спектра сигнала до узкой полосы, близкой к оптимальной частоте приемника.

В комбинированных системах при надлежащем конструировании частные преимущества отдельных систем могут быть объединены. Так, например, комбинация мозаичной системы и системы с модулирующим диском может обеспечить большое поле обзора и возможность обнаружения цели в дневных и ночных условиях.

ГЛАВА СЕДЬМАЯ

ИСПЫТАНИЯ ИНФРАКРАСНЫХ УСТРОЙСТВ САМОНАВЕДЕНИЯ

1. КРИТЕРИИ РАБОТОСПОСОБНОСТИ УСТРОЙСТВА

Основным критерием, характеризующим работоспособность инфракрасных устройств самонаведения, является минимальный сигнал, который может быть ими обнаружен. Поскольку этот сигнал ограничен вредными сигналами (шумами), маскирующими полезный сигнал, важнейшим фактором, характеризующим устройство, является отношение сигнал/шум, при котором обеспечивается устойчивая работа, а не чувствительность устройства.

Шумы в инфракрасных устройствах самонаведения вызываются в основном двумя различными причинами [31]:

а) неоднородностью излучения атмосферы, фона неба или земли, на котором производится слежение за целью; эта неоднородность претерпевает относительно медленные изменения во времени, поэтому основной характеристикой шумов фона является их распределение в пространстве;

б) собственными шумами, распределенными по времени и имеющими место в электронных цепях, а также при механических вибрациях или при работе системы автоматического слежения за целью.

Обычно шумы фона являются преобладающими среди шумов современных хорошо спроектированных устройств самонаведения.

Ввиду того что фон бывает неоднороден в пространстве, меняется с течением времени, имеет различные

спектральные характеристики, а также ввиду того, что характеристики излучения целей значительно отличаются друг от друга, оптические системы различного применения также могут значительно отличаться друг от друга.

Обычно для выражения работоспособности устройства обнаружения цели применяется понятие «эквивалентная мощность шума», которое определяется как лучистый поток, необходимый для создания сигнала, эквивалентного шуму. Понятие «порог чувствительности» используется как описательное понятие для качественного выражения этой характеристики. Очевидно, чем меньше порог чувствительности системы, тем она лучше.

Термин «эквивалентная мощность шума» характеризует работу прежде всего приемника лучистой энергии. Но поскольку большинство инфракрасных устройств самонаведения включает и другие источники шумов и эти системы могут устойчиво работать только при отношении сигнал/шум, превышающем единицу, вводится понятие «минимальный поток для обнаружения объекта», характеризующее работу системы обнаружения.

Для оценки работы устройства с автоматическим слежением за целью вводится понятие «минимальный поток для слежения за целью», характеризующее наименьшее отношение сигнал/шум, при котором может работать система с учетом схемы координатора и следящей системы.

При измерении минимального потока для обнаружения цели устройство самонаведения обычно подвергают воздействию излучения абсолютно черного тела, расположенного на небольшом расстоянии от координатора [31]. Если известны температура T и площадь $q_и$ выходного отверстия абсолютно черного тела, то величина облученности входной линзы-зеркала координатора может быть рассчитана по закону Стефана — Больцмана при условии, что известна индикатриса излучения черного тела.

Обычно считают, что при малых углах отклонения от оси выходного отверстия стандартного излучателя индикатриса излучения близка к косинусоиде настолько, что ошибкой измерения за счет несовпадения оси выходного отверстия и оси координатора цели можно пренебречь.

При этом предположении для расчета величины облученности E может быть использована формула

$$E = \frac{\Phi}{q_{\text{п}}} = \sigma T^4 \frac{q_{\text{п}}}{\pi D^2} \tau_{\text{а}}, \qquad (7.1)$$

где D — расстояние между черным телом и координатором;

$q_{\text{п}}$ — площадь входной линзы (зеркала);

$\tau_{\text{а}}$ — коэффициент, учитывающий поглощение лучистого потока слоем атмосферы между координатором и черным телом.

Если устройство самонаведения имеет достаточно низкий порог чувствительности, то это еще не означает, что оно удовлетворяет всем предъявляемым к нему требованиям. В самом деле, при испытаниях устройство с приемником лучистой энергии, обладающим широкой полосой спектральной характеристики, может показать лучшую чувствительность, чем устройство с приемником, имеющим узкую полосу спектральной характеристики. Однако при практическом применении широкополосная система может оказаться значительно менее эффективной, чем узкополосная, в силу следующих причин:

— излучение цели отличается от излучения черного тела, используемого при лабораторных испытаниях;

— излучение фона способно создать в широкополосной системе значительно бо́льшие шумы, чем в узкополосной.

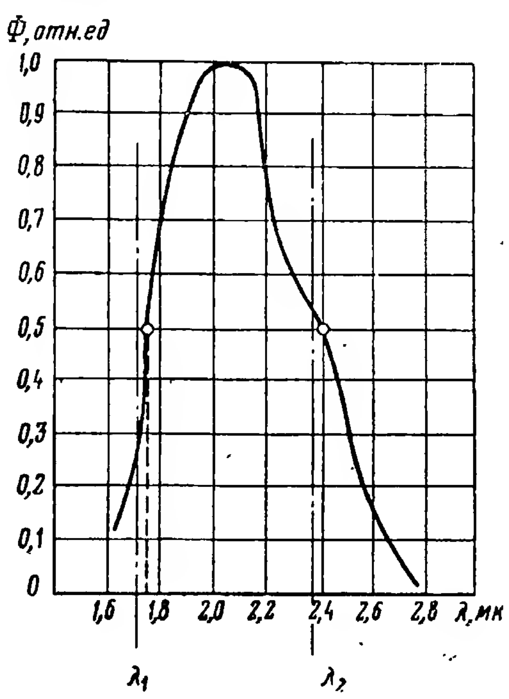


Рис. 7.1. Спектральная характеристика чувствительности координатора цели.

Очевидно, что оценка порога чувствитель-

ности устройства по суммарному излучению абсолютно черного тела дает лишь приближенное представление о работоспособности устройства.

Для получения лучшего критерия работоспособности вводится понятие «эффективное излучение» [31, 32]. Для этого по спектральной характеристике чувствительности координатора цели $\Phi(\lambda)$, полученной с помощью спектрометра или рассчитанной по характеристикам отдельных элементов, определяются значения граничных длин волн λ_1 и λ_2 при помощи следующих уравнений:

$$\left.\begin{aligned} \lambda_1 &= \lambda_м - \int_0^{\lambda_м} \frac{\Phi(\lambda)}{\Phi(\lambda_м)}\,d\lambda, \\ \lambda_2 &= \lambda_м + \int_{\lambda_м}^{\infty} \frac{\Phi(\lambda)}{\Phi(\lambda_м)}\,d\lambda, \end{aligned}\right\} \tag{7.2}$$

где $\lambda_м$ — длина волны, соответствующая максимуму спектральной характеристики чувствительности координатора;

λ_1 — коротковолновая граница чувствительности;

λ_2 — длинноволновая граница чувствительности.

Границами спектральной чувствительности координатора можно считать также длины волн, при которых чувствительность равна половине максимальной. Ошибка при этом невелика; так, для характеристики, изображенной на рис. 7.1, ошибка не превышает 2%.

Далее определяется мощность эффективного излучения $\Phi_{эф}$ по формуле

$$\Phi_{эф} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} r_0(\lambda)\,\Phi(\lambda)\,d\lambda, \tag{7.3}$$

где $r_0(\lambda)$ — спектральная интенсивность плотности излучения абсолютно черного тела при данной температуре.

Величина $\Phi_{эф}$ характеризует ту часть полной энергии излучения черного тела, на которую реагирует координатор. Так, например, на рис. 7.2 изображена кривая зависимости $\Phi_{эф} = f(T°K)$, построенная для координатора с сернисто-свинцовым фотосопротивлением [40]. Там же

приведена кривая суммарной мощности излучения черного тела Ф, причем

$$\Phi = \int_0^\infty r_0(\lambda)\, d\lambda = \sigma T^4. \qquad (7.4)$$

С помощью этих кривых для каждой температуры может быть рассчитан так называемый спектральный коэффициент полезного действия

$$\eta_\lambda = \frac{\Phi_{эф}}{\Phi} = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} r_0(\lambda)\,\Phi(\lambda)\, d\lambda}{\int_0^\infty r_0(\lambda)\, d\lambda}, \qquad (7.5)$$

который и является критерием работоспособности системы.

На рис. 7.3 в качестве примера приведена кривая η_λ для координатора с сернисто-свинцовым фотосопротивлением [32]. Эта кривая показывает, что данный координатор наиболее чувствителен к излучению источников, имеющих температуру порядка 1 700° С, так как при этой температуре он воспринимает 22% суммарного излучения черного тела. Координатор не чувствителен к собственному излучению облаков (273° К) и мало восприимчив к излучению низкотемпературных целей (500° К). Реакция координатора на высокотемпературные цели (сопла реактивных самолетов) является достаточно высокой, однако он обла-

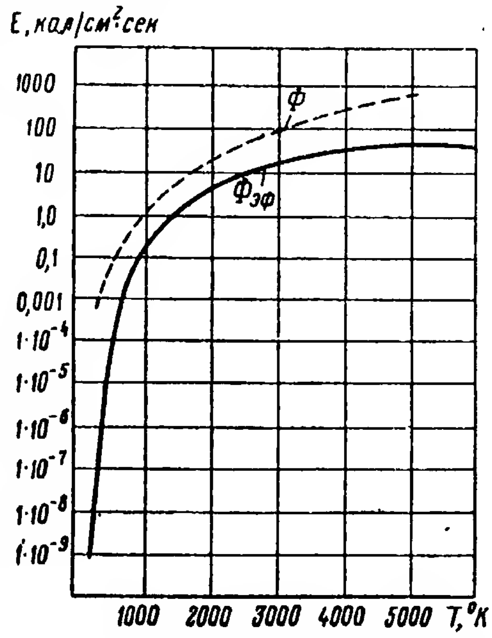


Рис. 7.2. Кривые мощности эффективного излучения $\Phi_{эф}$ для координатора цели с сернисто-свинцовым фотосопротивлением и суммарной мощности излучения черного тела Ф.

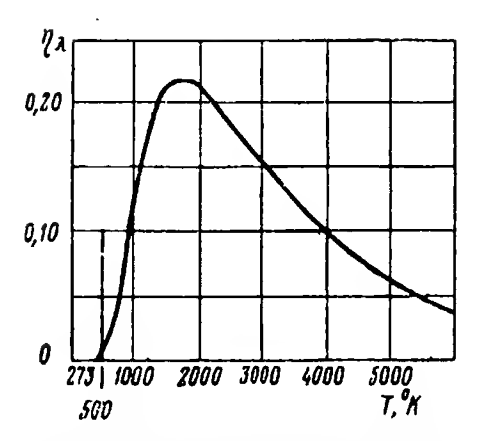


Рис. 7.3. Кривая зависимости спектрального коэффициента полезного действия от температуры (для координатора цели с сернисто-свинцовым фотосопротивлением).

дает почти такой же чувствительностью к отраженной энергии Солнца и, следовательно, подвержен значительному воздействию помех от фона.

С помощью рассмотренного критерия работоспособности может быть решена задача подбора оптимальной характеристики координатора цели. Предположим, что требуется спроектировать координатор для наиболее эффективного обнаружения цели, имеющей температуру 600° С при максимальном подавлении фона. Для этого может быть использована теория оптимальной фильтрации Винера, согласно которой кривая отношения сигнал/шум определяет характер пропускания оптимального фильтра.

Кривая *1* на рис. 7.4 соответствует наиболее неблагоприятному спектру излучения фона; кривая *2* представляет спектральную мощность сигнала, который может быть принят от удаленного источника с температурой 600° С (с учетом поглощения в атмосфере). Кривая *3* (отношение сигнал/шум), построенная по критерию Винера, представляет собой оптимальный фильтр. Сглаживая эту кривую так,

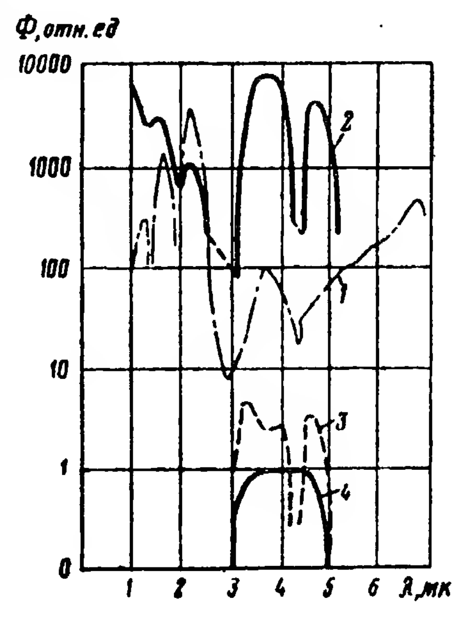


Рис. 7.4. К определению оптимальной спектральной характеристики координатора цели.

чтобы фильтр мог быть физически реализован (кривая 4), получаем оптимальную спектральную характеристику координатора.

Построенная по этой характеристике кривая η_λ представлена на рис. 7.5, из рассмотрения которой следует, что оптимальный координатор обладает наибольшей чувствительностью к источнику излучения, обладающему температурой, несколько превышающей 873° K (600° C). При этой температуре он воспринимает 31% суммарного излучения черного тела. Несмотря на то, что данный координатор более чувствителен к излучению фона, чем координатор с сернисто-свинцовым фотосопротивлением, значительный выигрыш получается за счет уменьшения чувствительности к отраженной солнечной радиации ($\lambda < 3$ *мк*).

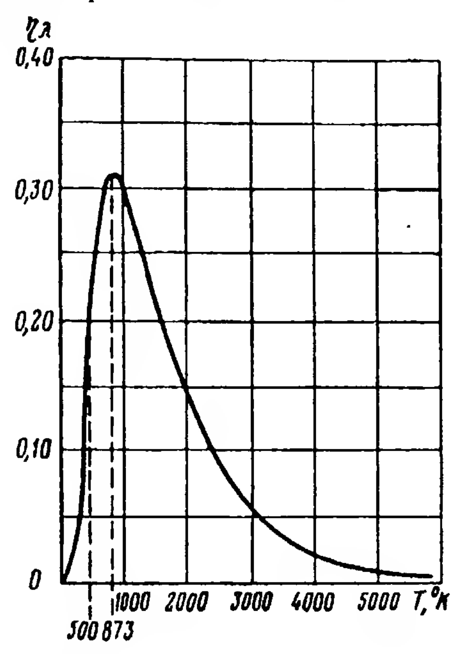


Рис. 7.5. Кривая спектрального коэффициента полезного действия для «оптимального» координатора цели.

Рассмотренный метод позволяет получить качественную оценку работоспособности инфракрасного устройства самонаведения для случая, когда основная часть полезного излучения цели приходится на «окна прозрачности» атмосферы, и позволяет произвести количественную оценку эффективности систем, работающих в любых равных условиях.

2. МОДЕЛИРОВАНИЕ ИНФРАКРАСНЫХ УСТРОЙСТВ САМОНАВЕДЕНИЯ

Моделирование инфракрасных устройств самонаведения является практическим методом оценки характеристик устройства, а также средством оптимизации или

модификации его с целью получения желаемых характеристик. Моделирование чаще всего производится на ранней стадии разработки устройства и служит для подтверждения предварительных допущений, проверки или синтеза теоретических схем.

Различают два вида моделирования: математическое и физическое. В первом случае вся автоматическая система заменяется математическими соотношениями, которые программируются на обычном счетно-решающем устройстве; во втором случае вычислительная аппаратура используется совместно с реальным устройством самонаведения, подвергающимся физическому воздействию, подобному тому, которое имеет место в реальных условиях. Счетно-решающее устройство моделирует те процессы, которые не могут быть осуществлены в лабораторных условиях (например, движение управляемого снаряда).

Исследования путем моделирования могут происходить последовательно от простого идеализированного математического моделирования через промежуточный этап к сложному физическому моделированию с включением большого числа реальных элементов. Рассмотрим некоторые задачи, решаемые с помощью моделирования.

Математическое моделирование

Одной из задач, которая может решаться путем математического моделирования, является исследование возможности автоматического сопровождения цели при наличии больших начальных углов рассогласования или большой скорости вращения линии снаряд — цель [23].

Обычно выходной сигнал координатора является нелинейной функцией угла рассогласования и может иметь вид, представленный на рис. 7.6. Выходной сигнал подается в систему автоматического слежения за целью, в результате чего угловая скорость оси координатора обеспечивает сопровождение линии снаряд — цель. В случае больших скоростей вращения эффективный угловой диапазон, в котором возможен захват, может быть значительно меньше номинального.

Моделирование процесса автосопровождения цели требует воспроизведения нелинейной характеристики координатора, которое может быть выполнено с помощью диодных генераторов. Одновременно с воспроиз-

веденнем нелинейной характеристики координатора может потребоваться введение в программу моделирования других нелинейностей (пределы скорости сопровождения, нелинейность усилителя); следует также учитывать

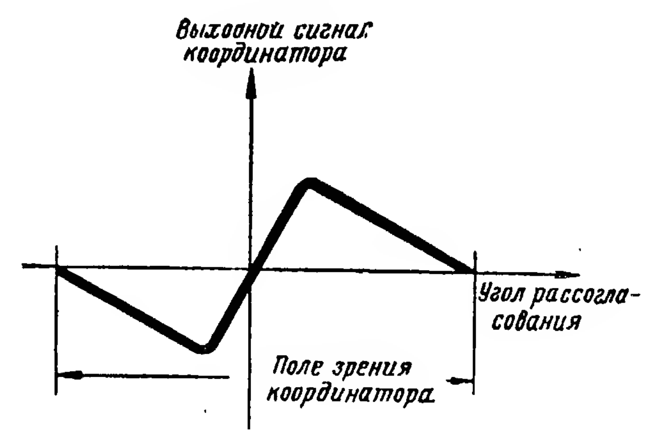


Рис. 7.6. Пеленгационная характеристика координатора цели.

изменение характеристик координатора с изменением отношения сигнал/шум.

На рис. 7.7 приведена блок-схема математического моделирования основных нелинейностей системы сопровождения цели в одной плоскости.

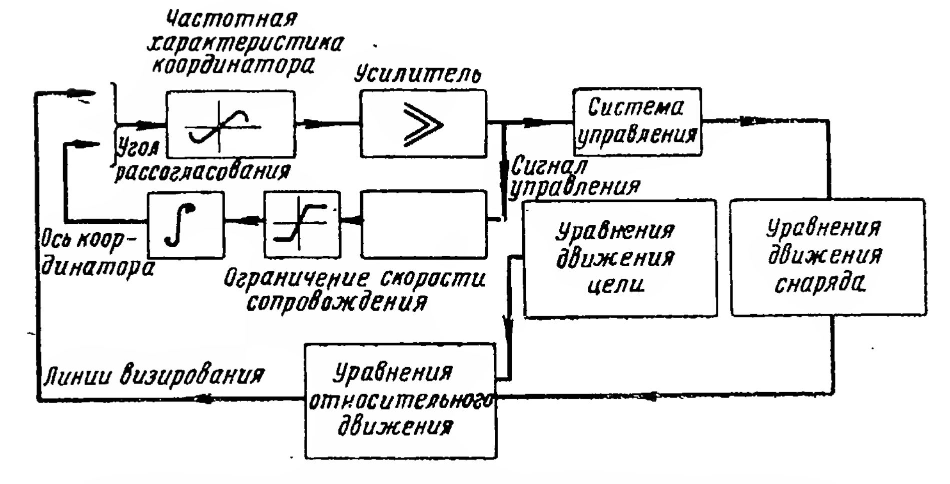


Рис. 7.7. Блок-схема математического моделирования основных нелинейностей системы сопровождения цели в одной плоскости.

Второй проблемой, которая может быть решена с помощью математического моделирования, является обеспечение селекции целей. Необходимым условием успешного выполнения задачи поражения заданной цели является то, что система сопровождения должна отли-

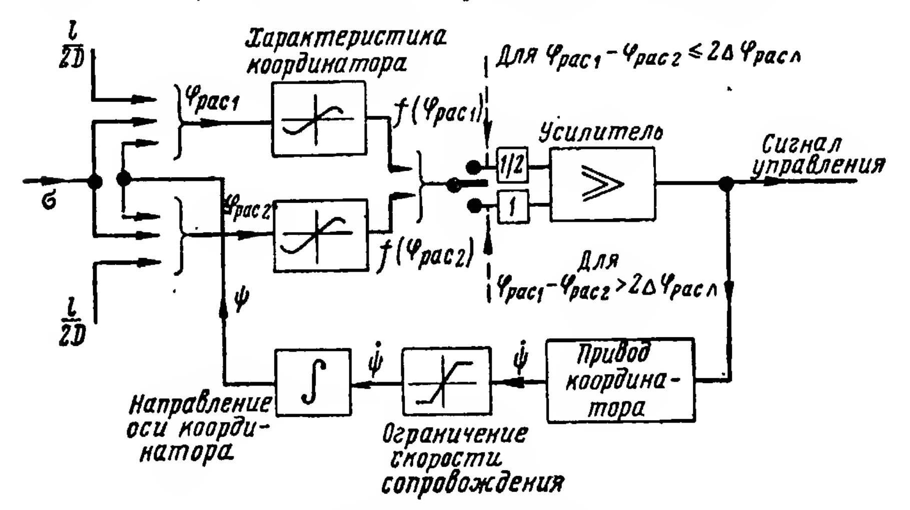


Рис. 7.8. Блок-схема математического моделирования координатора при работе по двум целям:

σ — угол линии визирования, отнесенный к центру источников излучения; D — дальность до центра источников излучения; l — расстояние между источниками излучения; $\varphi_{рас}$ — угол рассогласования; $\Delta\varphi_{рас л}$ — диапазон линейности характеристики координатора; ψ — угол оси координатора (осевая ориентация).

чать желаемый источник излучения от фона, каким являются облака или наземные источники излучения, если атака производится сверху.

В случае, когда система сопровождения должна отличить цель от искусственной помехи, основным требованием является селекция цели. Координатор должен в кратчайший срок определить, какой из нескольких источников, появившихся в его поле зрения, следует сопровождать.

Моделирование процесса захвата основано на законе взаимодействия источников излучения, выведенном на основе результатов лабораторных измерений. Эти результаты могут быть аппроксимированы линейным сочетанием отдельных нелинейных характеристик координатора, причем каждая характеристика снижается при наличии только одного источника излучения в поле зрения

координатора. На рис. 7.8 схематично показано, как это сочетание может быть запрограммировано на моделирующем устройстве [23].

Для изучения процесса сопровождения цели по двум каналам требуется более сложная схема, учитывающая взаимодействие сигналов по двум каналам.

Физическое моделирование

При физическом моделировании оптический координатор цели (или его элементы) включается в замкнутую цепь со счетно-решающим устройством непрерывного действия с реальным масштабом времени. В этом случае отпадает необходимость в воспроизведении характеристик координатора, трудно поддающихся математическому описанию.

Важным вопросом при физическом моделировании является создание мишенной обстановки. Критериями удовлетворительного воспроизведения излучения цели и фона являются:

— соответствующий уровень энергии излучения в масштабе, соответствующем условиям проведения эксперимента в лаборатории;

— соответствие спектральных характеристик модели характеристикам излучения цели и фона;

— соответствующий масштаб размеров и геометрической конфигурации источников.

Изменение дальности до цели, имеющее место в реальных условиях работы координатора, должно моделироваться соответствующим изменением интенсивности и размеров источников излучения.

Моделирование фонов является еще более сложной задачей, чем моделирование целей, вследствие большого разнообразия характеристик фона и изменений интенсивности и спектра излучения в пределах поля зрения. Рассмотрим некоторые способы создания мишенной обстановки при физическом моделировании инфракрасных устройств самонаведения [23].

На рис. 7.9 приведена упрощенная схема моделирующей установки, в которой для имитации источников излучения используется экран электронно-лучевой трубки. Положение и интенсивность излучения «цели» регулируются подачей соответствующих входных сигналов на вертикальные и горизонтальные отклоняющие пла-

стины, а также путем изменения яркости изображения и фокусировки.

С помощью моделирующей установки можно оценить поведение самонаводящегося снаряда при наличии в поле зрения нескольких источников излучения и заданном

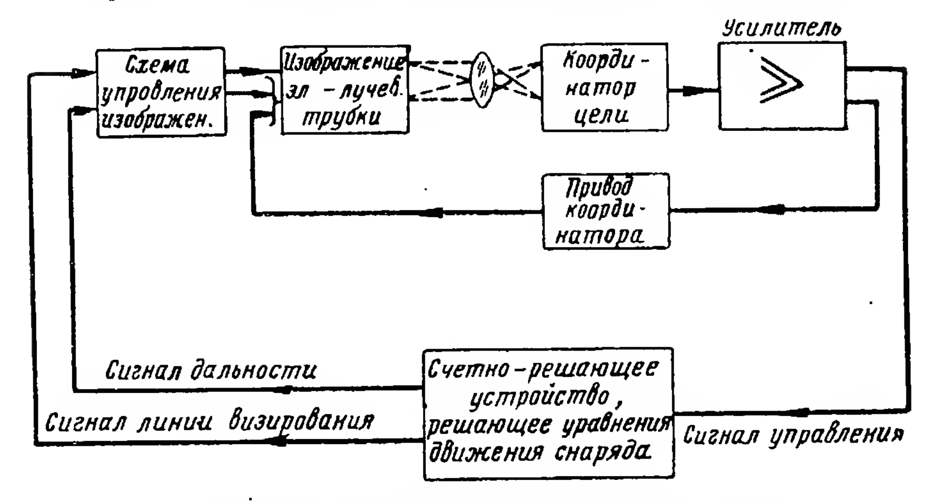


Рис. 7.9. Блок-схема устройства для физического моделирования с применеиием электронно-лучевой трубки.

распределении интенсивности фона, а также изучены выходные сигналы координатора.

Следует отметить, что при использовании экрана электронно-лучевой трубки в качестве мишенной обстановки возникает ряд неточностей, обусловленных неоднородностью экрана, нелинейностью отклоняющей системы и др. Нежелательная амплитудная модуляция сигнала может составлять 5—10%.

В аппаратуре моделирования, разработанной фирмой Eastman Kodak для изучения взаимодействия большого числа источников излучения, комплект ламп накаливания перемещается с помощью сервопривода по трассе, проходящей через поле зрения координатора, который монтируется на двухстепенном моделирующем стенде, как показано на рис. 7.10 [23].

Относительное размещение источников излучения и их яркость регулируются обратной связью. Уравнения системы управления и динамики снаряда моделируются счетно-решающим устройством, сигналы с которого по-

ступают на динамический стенд с установленным на его вращающейся платформе координатором.

Физическое моделирование инфракрасных устройств самонаведения позволяет оценить оптические искажения, такие, как дефокусировка, астигматизм и коллиматорные ошибки, а также исследовать влияние изменения размеров изображения цели в зависимости от геометрической структуры и изменение характеристик источника излучения, обусловленное изменением направления визирования,

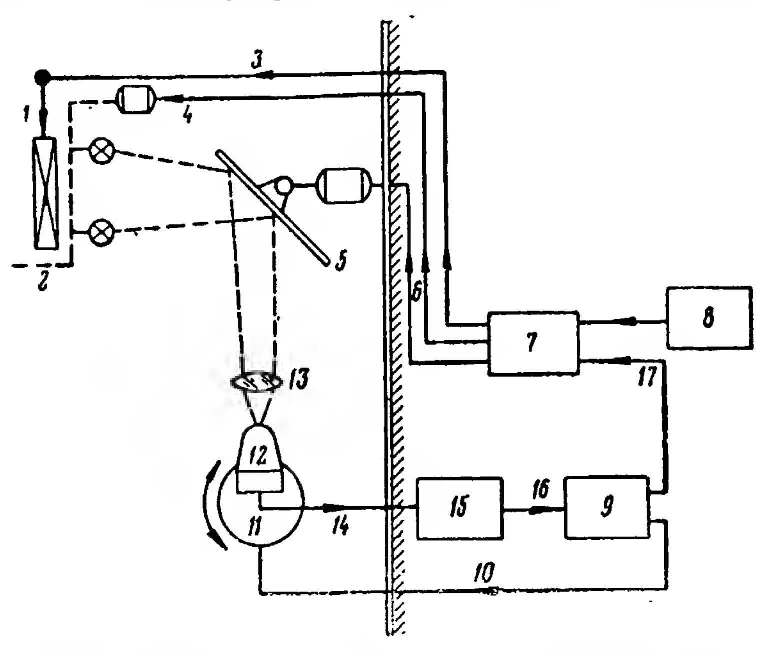


Рис. 7.10. Блок-схема физического моделирования системы самонаведения с использованием в качестве источников излучения ламп накаливания:

1 — регулировка яркости ламп; *2* — плато с источниками излучения; *3* — дальность; *4* — угол; *5* — зеркало; *6* — линия визирования; *7* — относительное движение снаряда и цели; *8* — движение цели; *9* — движение снаряда; *10* — угловое положение снаряда относительно Земли; *11* — динамический стенд; *12* — координатор цели; *13* — коллиматорная линза; *14* — сигнал управления; *15* — привод рулей; *16* — угол отклонения руля; *17* — направление полета и скорость снаряда.

ПРИЛОЖЕНИЯ

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

Таблица П.1.1

Значения длин волн $\lambda_м$, соответствующих максимуму спектральной интенсивности плотности излучения абсолютно черного тела

t °C	T °K	$\lambda_м$, *мк*	t °C	T °K	$\lambda_м$, *мк*
0	273	10,61	270	543	5,336
10	283	10,24	280	553	5,240
20	293	9,889	290	563	5,147
30	303	9,563	300	573	5,056
40	313	9,258	310	583	4,970
50	323	8,971	320	593	4,886
60	333	8,702	330	603	4,805
70	343	8,448	340	613	4,727
80	353	8,208	350	623	4,651
90	363	7,982	400	673	4,305
100	373	7,768	450	723	4,008
110	383	7,566	500	773	3,749
120	393	7,373	550	823	3,521
130	403	7,190	600	873	3,319
140	413	7,016	650	923	3,139
150	423	6,850	700	973	2,978
160	433	6,692	750	1 023	2,832
170	443	6,541	800	1 073	2,700
180	453	6,396	850	1 123	2,580
190	463	6,258	900	1 173	2,470
200	473	6,126	950	1 223	2,369
210	483	5,999	1 000	1 273	2,276
220	493	5,877	1 100	1 373	2,110
230	503	5,761	1 200	1 473	1,967
240	513	5,648	1 300	1 573	1,842
250	523	5,540	1 400	1 673	1,732
260	533	5,436	1 500	1 773	1,634

Таблица П.1.2

Значения плотностей излучения абсолютно черного тела при различных температурах

t °C	T °K	R, $\frac{вт}{см^2}$
0	273	$3,150\cdot10^{-2}$
10	273	$3,637\cdot10^{-2}$
20	293	$4,178\cdot10^{-2}$
30	303	$4,779\cdot10^{-2}$
40	313	$5,442\cdot10^{-2}$
50	323	$6,172\cdot10^{-2}$
60	333	$6,972\cdot10^{-2}$
70	343	$7,848\cdot10^{-2}$
80	353	$8,804\cdot10^{-2}$
90	363	$9,845\cdot10^{-2}$
100	373	$1,096\cdot10^{-1}$
110	383	$1,220\cdot10^{-1}$
120	393	$1,353\cdot10^{-1}$
130	403	$1,496\cdot10^{-1}$
140	413	$1,650\cdot10^{-1}$
150	423	$1,815\cdot10^{-1}$
160	433	$1,993\cdot10^{-1}$
170	443	$2,184\cdot10^{-1}$
180	453	$2,388\cdot10^{-1}$
190	463	$2,606\cdot10^{-1}$
200	473	$2,838\cdot10^{-1}$
210	483	$3,086\cdot10^{-1}$
220	493	$3,349\cdot10^{-1}$
230	503	$3,630\cdot10^{-1}$
240	513	$3,927\cdot10^{-1}$
250	523	$4,242\cdot10^{-1}$
260	533	$4,576\cdot10^{-1}$
270	543	$4,929\cdot10^{-1}$
280	553	$5,302\cdot10^{-1}$
290	563	$5,697\cdot10^{-1}$
300	573	$6,112\cdot10^{-1}$
310	583	$6,550\cdot10^{-1}$
320	593	$7,011\cdot10^{-1}$
330	603	$7,496\cdot10^{-1}$
340	613	$8,006\cdot10^{-1}$
350	623	$8,542\cdot10^{-1}$
360	633	$9,103\cdot10^{-1}$
370	643	$9,692\cdot10^{-1}$
380	653	1,031
390	663	1,096
400	673	1,163
410	683	1,234
420	693	1,308
430	703	1,385
440	713	1,465
450	723	1,549

t °C	T °K	R, $\frac{вт}{см^2}$
460	733	1,637
470	743	1,728
480	753	1,823
490	763	1,922
500	773	2,024
510	783	2,131
520	793	2,242
530	803	2,357
540	813	2,477
550	823	2,601
560	833	2,730
570	843	2,863
580	853	3,002
590	863	3,145
600	873	3,293
610	883	3,447
620	893	3,606
630	903	3,770
640	913	3,940
650	923	4,115
660	933	4,296
670	943	4,484
680	953	4,677
690	963	4,876
700	973	5,082
710	983	5,294
720	993	5,513
730	1 003	5,738
740	1 013	5,971
750	1 023	6,210
760	1 033	6,456
770	1 043	6,710
780	1 053	6,971
790	1 063	7,240
800	1 073	7,516
810	1 083	7,800
820	1 093	8,092
830	1 103	8,392
840	1 113	8,701
850	1 123	9,018
860	1 133	9,343
870	1 143	9,678
880	1 153	10,02

t °C	T °K	R, $\frac{вт}{см^2}$
890	1 163	10,37
900	1 173	10,73
910	1 183	11,10
920	1 193	11,49
930	1 203	11,88
940	1 213	12,28
950	1 223	12,68
960	1 233	13,10
970	1 243	13,54
980	1 253	13,98
990	1 263	14,43
1 000	1 273	14,89
1 050	1 323	17,37
1 100	1 373	20,15
1 150	1 423	23,25
1 200	1 473	26,69
1 250	1 523	30,51
1 300	1 573	34,71
1 350	1 623	39,34
1 400	1 673	44,42
1 450	1 723	49,97
1 500	1 773	56,03
1 550	1 823	62,62
1 600	1 873	68,78
1 650	1 923	77,54
1 700	1 973	85,92
1 750	2 023	94,97
1 800	2 073	104,7
1 850	2 123	115,2
1 900	2 173	126,4
1 950	2 223	138,5
2 000	2 273	151,3
2 100	2 373	179,8
2 200	2 473	212,1
2 300	2 573	248,5
2 400	2 673	289,9
2 500	2 773	335,3
2 600	2 873	386,3
2 700	2 973	443,0
2 800	3 073	505,6
2 900	3 173	574,7
3 000	3 273	650,7

Таблица П.1.3

Интегральные коэффициенты излучения ε_T для различных материалов при разных температурах

Материал	t °С	ε_T
Алюминиевая краска	150—315	0,35
Алюминиевая краска специальная	100—370	0,18
Алюминиевый лак на шероховатой пластине	20	0,39
Алюминий, окисленный при 600°С	200—600	0,11—0,19
Алюминий полированный	225—575	0,039—0,057
Алюминий шероховатый	26	0,055
Алюминиевая фольга	100	0,04
Асбестовая бумага	40—370	0,93—0,94
Асбестовый картон	24	0,96
Асбошифер	20	0,96
Бумага тонкая, наклеенная на металлическую пластину	19	0,92
Вода	0—100	0,95—0,96
Вольфрам	230—2230	0,053—0,31
Гипс	20	0,90
Дерево строганое	20	0,8—0,9
Дуб строганый	20	0,89
Железо литое, необработанное	925—1115	0,87—0,95
Железо окисленное	100	0,74
Железо окисленное, гладкое	125—525	0,78—0,82
Железо полированнсе	425—1020	0,14—0,38
Золото полированное	225—635	0,018—0,035
Кварц плавленый, шероховатый	20	0,93
Кирпич красный, шероховатый	20	0,93
Кирпич огнеупорный		0,8—0,9
Кирпич шамотный, глазированный	1 100	0,75
Лак белый эмалевый на железной шероховатой пластине	23	0,91
Лак черный блестящий, распыленный на железной пластине	25	0,87
Лак черный, матовый	40—95	0,96—0,98
Латунная пластина, прокатанная, с естественной поверхностью	22	0,06
Латунная пластина, прокатанная, обработанная грубым наждаком	22	0,20
Латунная пластина тусклая	50—350	0,22
Латунь полированная	100	0,05
Магнезитовый кирпич	1 500	0,39
Масляные краски различных цветов	100	0,92—0,96

Материал	t °C	ε_T
Медь, окисленная при 600°C	200—600	0,057
Медь, покрытая тонким слоем окиси	25	0,78
Медь расплавленная	1 075—1 275	0,16—0,13
Медь, тщательно полированная, электролитная	80—115	0,018—0,023
Медь, шабренная до блеска, но не зеркальная	22	0,072
Молибденовая нить	725—2 600	0,096—0,29
Мрамор сероватый, полированный	22	0,931
Никель, окисленный при 600°C	200—600	0,37—0,38
Никелевая проволока	185—1 000	0,096—0,19
Никель технически чистый, полированный	225—375	0,07—0,087
Окись железа	500—1 200	0,85—0,95
Окись меди	800—1 100	0,66—0,54
Окись никеля	650—1 255	0,59—0,86
Олово; блестящее луженое листовое железо	25	0,043—0,064
Оцинкованное листовое железо, блестящее	28	0,23
Пигментные краски любого цвета	100	0,90—0,94
Платина полированная	225—625	0,054—0,10
Платиновая лента	925—1 115	0,12—0,17
Платиновая нить	25—1 230	0,036—0,19
Платиновая проволока	225—1 375	0,073—0,18
Резина мягкая, серая, шероховатая	24	0,86
Резина твердая, лощеная	23	0,95
Ртуть чистая	0—100	0,09—0,12
Сажа с жидким стеклом	100—185	0,96—0,95
Сажа; свечная копоть	95—270	0,95
Свинец серый, окисленный	25	0,28
Серебро полированное	225—625	0,054—0,10
Силикатный кирпич	1 230	0,66
Силиманитовый кирпич	1 500	0,29
Сталь листовая, шлифованная	940—1 100	0,55—0,61
Стальное литье полированное	770—1 040	0,52—0,56
Сталь, окисленная при 600°C	200—600	0,79
Сталь окисленная, шероховатая	40—370	0,94—0,97
Сталь мягкая, расплавленная	1 600—1 800	0,28
Стекло гладкое	22	0,94
Толь	21	0,91
Угольная нить	1 040—1 405	0,53
Уголь очищенный	125—625	0,81—0,79
Фарфор глазированный	22	0,92

Материал	t °C	ε_T
Хром	10—1 000	0,08—0,26
Хромоникель	125—1 034	0,64—0,76
Цинк полированный	225—325	0,045—0,053
Чугун обточенный	830—990	0,60—0,70
Чугун полированный	200	0,21
Чугун расплавленный	1 300—1 400	0,29
Чугун шероховатый, сильно окисленный	40—250	0,95
Шамот	1 230	0,59
Шеллак черный, блестящий, на луженом железе	21	0,82
Шеллак черный, матовый	75—145	0,91
Штукатурка шероховатая, известковая	10—88	0,91

Значения функции

$$Z(x)=\frac{\int_0^{\lambda} C_1\lambda^{-5}\left(e^{\frac{C_2}{\lambda T}}-1\right)^{-1}d\lambda}{\int_0^{\infty} C_1\lambda^{-5}\left(e^{\frac{C_2}{\lambda T}}-1\right)^{-1}d\lambda}, \text{ где } x=\frac{\lambda}{\lambda_м}$$

x	$Z(x)$	x	$Z(x)$	x	$Z(x)$	x	$Z(x)$
0,500	$1,038\cdot10^{-2}$	0,690	$6,710\cdot10^{-2}$	0,880	0,1727	1,070	0,2968
0,505	$1,113\cdot10^{-2}$	0,695	$6,936\cdot10^{-2}$	0,885	0,1759	1,075	0,3001
0,510	$1,191\cdot10^{-2}$	0,700	$7,166\cdot10^{-2}$	0,890	0,1791	1,080	0,3033
0,515	$1,273\cdot10^{-2}$	0,705	$7,400\cdot10^{-2}$	0,895	0,1822	1,085	0,3065
0,520	$1,359\cdot10^{-2}$	0,710	$7,637\cdot10^{-2}$	0,900	0,1854	1,090	0,3097
0,525	$1,449\cdot10^{-2}$	0,715	$7,877\cdot10^{-2}$	0,905	0,1886	1,095	0,3129
0,530	$1,543\cdot10^{-2}$	0,720	$8,120\cdot10^{-2}$	0,910	0,1918	1,100	0,3161
0,535	$1,641\cdot10^{-2}$	0,725	$8,307\cdot10^{-2}$	0,915	0,1950	1,105	0,3193
0,540	$1,743\cdot10^{-2}$	0,730	$8,617\cdot10^{-2}$	0,920	0,1983	1,110	0,3225
0,545	$1,849\cdot10^{-2}$	0,735	$8,870\cdot10^{-2}$	0,925	0,2015	1,115	0,3257
0,550	$1,959\cdot10^{-2}$	0,740	$9,127\cdot10^{-2}$	0,930	0,2048	1,120	0,3289
0,555	$2,073\cdot10^{-2}$	0,745	$9,386\cdot10^{-2}$	0,935	0,2080	1,125	0,3321
0,560	$2,191\cdot10^{-2}$	0,750	$9,648\cdot10^{-2}$	0,940	0,2112	1,130	0,3353
0,565	$2,313\cdot10^{-2}$	0,755	$9,913\cdot10^{-2}$	0,945	0,2145	1,135	0,3385
0,570	$2,439\cdot10^{-2}$	0,760	0,1018	0,950	0,2178	1,140	0,3417
0,575	$2,570\cdot10^{-2}$	0,765	0,1045	0,955	0,2211	1,145	0,3449
0,580	$2,705\cdot10^{-2}$	0,770	0,1072	0,960	0,2244	1,150	0,3481
0,585	$2,844\cdot10^{-2}$	0,775	0,1100	0,965	0,2276	1,155	0,3512
0,590	$2,987\cdot10^{-2}$	0,780	0,1128	0,970	0,2309	1,160	0,3543
0,595	$3,134\cdot10^{-2}$	0,785	0,1156	0,975	0,2342	1,165	0,3574
0,600	$3,285\cdot10^{-2}$	0,790	0,1184	0,980	0,2374	1,170	0,3605
0,605	$3,439\cdot10^{-2}$	0,795	0,1213	0,985	0,2407	1,175	0,3636
0,610	$3,599\cdot10^{-2}$	0,800	0,1241	0,990	0,2440	1,180	0,3667
0,615	$3,763\cdot10^{-2}$	0,805	0,1270	0,995	0,2473	1,185	0,3698
0,620	$3,931\cdot10^{-2}$	0,810	0,1300	1,000	0,2500	1,190	0,3729
0,625	$4,103\cdot10^{-2}$	0,815	0,1329	1,005	0,2539	1,195	0,3760
0,630	$4,279\cdot10^{-2}$	0,820	0,1359	1,010	0,2572	1,200	0,3791
0,635	$4,460\cdot10^{-2}$	0,825	0,1388	1,015	0,2605	1,205	0,3821
0,640	$4,645\cdot10^{-2}$	0,830	0,1418	1,020	0,2638	1,210	0,3851
0,645	$4,833\cdot10^{-2}$	0,835	0,1449	1,025	0,2672	1,215	0,3881
0,650	$5,026\cdot10^{-2}$	0,840	0,1479	1,030	0,2704	1,220	0,3911
0,655	$5,222\cdot10^{-2}$	0,845	0,1509	1,035	0,2737	1,225	0,3941
0,660	$5,422\cdot10^{-2}$	0,850	0,1540	1,040	0,2770	1,230	0,3971
0,665	$5,626\cdot10^{-2}$	0,855	0,1571	1,045	0,2803	1,235	0,4001
0,670	$5,834\cdot10^{-2}$	0,860	0,1602	1,050	0,2836	1,240	0,4031
0,675	$6,053\cdot10^{-2}$	0,865	0,1633	1,055	0,2869	1,245	0,4061
0,680	$6,268\cdot10^{-2}$	0,870	0,1664	1,060	0,2902	1,250	0,4091
0,685	$6,487\cdot10^{-2}$	0,875	0,1696	1,065	0,2935	1,255	0,4120

x	Z(x)	x	Z(x)	x	Z(x)	x	Z(x)
1,260	0,4149	1,500	0,5414	1,740	0,6403	1,930	0,7162
1,265	0,4178	1,505	0,5438	1,745	0,6421	1,985	0,7176
1,270	0,4207	1,510	0,5461	1,750	0,6439	1,990	0,7190
1,275	0,4236	1,515	0,5484	1,755	0,6457	1,995	0,7203
1,280	0,4265	1,520	0,5507	1,760	0,6475	2,00	0,7216
1,285	0,4294	1,525	0,5530	1,765	0,6493	2,01	0,7243
1,290	0,4323	1,530	0,5553	1,770	0,6510	2,02	0,7269
1,295	0,4351	1,535	0,5576	1,775	0,6527	2,03	0,7295
1,300	0,4379	1,540	0,5598	1,780	0,6544	2,04	0,7321
1,305	0,4407	1,545	0,5620	1,785	0,6561	2,05	0,7347
1,310	0,4435	1,550	0,5642	1,790	0,6578	2,06	0,7371
1,315	0,4463	1,555	0,5664	1,795	0,6593	2,07	0,7396
1,320	0,4491	1,560	0,5686	1,800	0,6612	2,08	0,7420
1,325	0,4519	1,565	0,5708	1,805	0,6629	2,09	0,7440
1,330	0,4547	1,570	0,5730	1,810	0,6649	2,10	0,7468
1,335	0,4575	1,575	0,5752	1,815	0,6666	2,11	0,7492
1,340	0,4662	1,580	0,5774	1,820	0,6682	2,12	0,7515
1,345	0,4629	1,585	0,5795	1,825	0,6698	2,13	0,7538
1,350	0,4656	1,590	0,5816	1,830	0,6714	2,14	0,7561
1,355	0,4683	1,595	0,5837	1,835	0,6730	2,15	0,7584
1,360	0,4710	1,600	0,5858	1,840	0,6746	2,16	0,7606
1,365	0,4737	1,605	0,5879	1,845	0,6762	2,17	0,7628
1,370	0,4764	1,610	0,5900	1,850	0,6778	2,18	0,7650
1,375	0,4791	1,615	0,5921	1,855	0,6794	2,19	0,7672
1,380	0,4817	1,620	0,5942	1,860	0,6810	2,20	0,7693
1,385	0,4843	1,625	0,5962	1,865	0,6826	2,21	0,7714
1,390	0,4869	1,630	0,5932	1,870	0,6842	2,22	0,7735
1,395	0,4895	1,635	0,6002	1,875	0,6857	2,23	0,7756
1,400	0,4921	1,640	0,6022	1,880	0,6872	2,24	0,7776
1,405	0,4947	1,645	0,6042	1,885	0,6887	2,25	0,7796
1,410	0,4973	1,650	0,6062	1,890	0,6902	2,26	0,7816
1,415	0,4999	1,655	0,6082	1,895	0,6917	2,27	0,7836
1,420	0,5024	1,660	0,6102	1,900	0,6932	2,28	0,7856
1,425	0,5049	1,665	0,6122	1,905	0,6947	2,29	0,7875
1,430	0,5074	1,670	0,6142	1,910	0,6962	2,30	0,7894
1,435	0,5099	1,675	0,6161	1,915	0,6977	2,31	0,7913
1,440	0,5124	1,680	0,6180	1,920	0,6992	2,32	0,7932
1,445	0,5149	1,685	0,6199	1,925	0,7007	2,33	0,7950
1,450	0,5174	1,690	0,6218	1,930	0,7022	2,34	0,7968
1,455	0,5199	1,695	0,6237	1,935	0,7036	2,35	0,7986
4,460	0,5223	1,700	0,6256	1,940	0,7050	2,36	0,8004
1,465	0,5247	1,705	0,6275	1,945	0,7064	2,37	0,8022
1,470	0,5271	1,710	0,6294	1,950	0,7078	2,38	0,8040
1,475	0,5295	1,715	0,6313	1,955	0,7092	2,39	0,8057
1,480	0,5319	1,720	0,6331	1,960	0,7106	2,40	0,8074
1,485	0,5343	1,725	0,6349	1,965	0,7120	2,41	0,8091
1.490	0,5367	1,730	0,6367	1,970	0,7134	2,42	0,8108
14945	0,5391	1,735	0,6385	1,975	0,7148	2,43	0,8125

x	$Z(x)$	x	(Zx)	x	$Z(x)$	x	$Z(x)$
2,44	0,8141	2,68	0,8485	2,96	0,8792	4,4	0,9559
2,45	0,8157	2,70	0,8510	2,98	0,8811	4,6	0,9609
2,46	0,8173	2,72	0,8534	3,0	0,8829	4,8	0,9653
2,47	0,8189	2,74	0,8558	3,1	0,8916	5,0	0,9691
2,48	0,8205	2,76	0,8581	3,2	0,8996	5,5	0,9766
2,49	0,8221	2,78	0,8604	3,3	0,9069	6,0	0,9821
2,50	0,8236	2,80	0,8627	3,4	0,9139	6,5	0,9862
2,52	0,8266	2,82	0,8649	3,5	0,9190	7,0	0,9893
2,54	0,8296	2,84	0,8671	3,6	0,9253	7,5	0,9917
2,56	0,8325	2,86	0,8692	3,7	0,9303	8,0	0,9936
2,58	0,8353	2,88	0,8713	3,8	0,9349	8,5	0,9951
2,60	0,8381	2,90	0,8733	3,9	0,9391	9,0	0,9963
2,62	0,8408	2,92	0,8753	4,0	0,9431	9,5	0,9973
2,64	0,8434	2,94	0,8773	4,2	0,9501	10,0	0,9981
2,66	0,8460						

Значения функций   Таблица П.1.5

$$y_1 = \frac{\int_0^\lambda r_{\lambda,T} d\lambda}{\int_0^\infty r_{\lambda,T} d\lambda} = \frac{\int_0^\lambda C_1 \lambda^{-5} \left(e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1\right)^{-1} d\lambda}{\int_0^\infty C_1 \lambda^{-5} \left(e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1\right)^{-1} d\lambda},$$

$$y_2 = \frac{r_{\lambda, T}}{r_{\lambda, T}^{\text{макс}}},$$

$$y_3 = \frac{\int_0^\lambda r^*_{\lambda, T} d\lambda}{\int_0^\infty r^*_{\lambda, T} d\lambda} = \frac{\int_0^\lambda 2\pi c \lambda^{-4} \left(e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1\right)^{-1} d\lambda}{\int_0^\infty 2\pi c \lambda^{-4} \left(e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1\right)^{-1} d\lambda},$$

$$y_4 = \frac{r^*_{\lambda,T}}{r^{*\text{макс}}_{\lambda, T}}$$

λT, *см·град*	$y_1 = F \times 10^{-p}$		$y_2 = f \times 10^{-q}$		$y_3 = G \times 10^{-p}$		$y_4 = g \times 10^{-q}$	
	F	p	f	q	G	p	g	q
0,050	1,3652	9	3,1018	7	1,2379	10	4,7906	8
51	2,2642	9	4,9339	7	2,0924	10	7,7724	8
52	3,6788	9	7,6945	7	3,4638	10	1,2359	7
53	5,8629	9	1,1779	6	5,6220	10	1,9283	7
54	9,1749	9	1,7718	6	8,9571	10	2,9554	7
0,055	1,4113	8	2,6216	6	1,4022	9	4,4537	7
56	2,1358	8	3,8187	6	2,1590	9	6,6054	7
57	3,1829	8	5,4810	6	3,2723	9	9,6501	7
58	4,6745	8	7,7577	6	4,8865	9	1,3898	6
59	6,7710	8	1,0836	5	7,1944	9	1,9747	6
0,060	9,6798	8	1,4946	5	1,0451	8	2,7700	6
61	1,3667	7	2,0372	5	1,4990	8	3,8385	6
62	1,9069	7	2,7455	5	2,1242	8	5,2580	6
63	2,6307	7	3,6606	5	2,9755	8	7,1234	6
64	3,5907	7	4,8309	5	4,1225	8	9,5500	6
0,065	4,8510	7	6,3135	5	5,6521	8	1,2676	5
66	6,4902	7	8,1751	5	7,6722	8	1,6666	5
67	8,6022	7	1,0492	4	1,0316	7	2,1714	5
68	1,1303	6	1,3353	4	1,3744	7	2,8047	5
69	1,4728	6	1,6858	4	1,8153	7	3,5929	5
0,070	1,9025	6	2,1119	4	2,3778	7	4,5664	5
71	2,4393	6	2,6264	4	3,0899	7	5,7599	5
72	3,1045	6	3,2433	4	3,9847	7	7,2129	5

λT, см·град	$y_1=F\times10^{-p}$		$y_2=f\times10^{-q}$		$y_3=G\times10^{-p}$		$y_4=g\times10^{-q}$	
	F	p	f	q	G	p	g	q
73	3,9230	6	3,9782	4	5,1011	7	8,9703	5
74	4,9236	6	4,8483	4	6,4848	7	1,1082	4
0,075	6,1392	6	5,8723	4	8,1886	7	1,3604	4
76	7,6070	6	7,0706	4	1,0274	6	1,6599	4
77	9,3692	6	8,4653	4	1,2810	6	2,0134	4
78	1,1473	5	1,0080	3	1,5877	6	2,4286	4
79	1,3971	5	1,1940	3	1,9567	6	2,9136	4
0,080	1,6923	5	1,4072	3	2,3931	6	3,4774	4
81	2,0393	5	1,6506	3	2,9236	6	4,1297	4
82	2,4453	5	1,9270	3	3,5462	6	4,8809	4
83	2,9183	5	2,2397	3	4,2802	6	5,7421	4
84	3,4658	5	2,5920	3	5,1418	6	9,7254	4
0,085	4,1002	5	2,9874	3	6,1487	6	7,8434	4
86	4,8287	5	3,4293	3	7,3204	6	9,1097	4
87	5,6633	5	3,9215	3	8,6786	6	1,0538	3
88	6,6159	5	4,4678	3	1,0247	5	1,2144	3
89	7,6993	5	5,0721	3	1,2050	5	1,3944	3
0,090	8,9269	5	5,7383	3	1,4117	5	1,5952	3
91	1,0314	4	6,4705	3	1,6478	5	1,8188	3
92	1,1874	4	7,2727	3	1,9165	5	2,0667	3
93	1,3626	4	8,1491	3	2,2213	5	2,3410	3
94	1,5586	4	9,1039	3	2,5660	5	2,6433	3
0,095	1,7772	4	1,0141	2	2,9546	5	2,9758	3
96	2,0204	4	1,1265	2	3,3914	5	3,3404	3
97	2,2901	4	1,2480	2	3,8811	5	3,7391	3
98	2,5885	4	1,3789	2	4,4284	5	4,1740	3
99	2,9179	4	1,5197	2	5,0386	5	4,6473	3
0,100	3,2804	4	1,6709	2	5,7171	5	5,1610	3
105	5,6770	4	2,5940	2	1,0346	4	8,4131	3
110	9,2957	4	3,8276	2	1,7674	4	1,3005	2
115	1,4510	3	5,4063	2	2,8722	4	1,9204	2
120	2,1727	3	7,3527	2	4,4689	4	2,7254	2
0,125	3,1370	3	9,6758	2	6,6929	4	3,7359	2
130	4,3866	3	1,2371	1	9,6923	4	4,9677	2
135	5,9631	3	1,5422	1	1,3624	3	6,4309	2
140	7,9053	3	1,8800	1	1,8650	3	8,1299	2
145	1,0248	2	2,2469	1	2,4934	3	1,0063	1
0,150	1,3023	2	2,6384	1	3,2635	3	1,2224	1
155	1,6254	2	3,0497	1	4,1908	3	1,4601	1
160	1,9962	2	3,4759	1	5,2897	3	1,7179	1
165	2,4161	2	3,9118	1	6,5733	3	1,9937	1
170	2,8858	2	4,3526	1	8,0536	3	2,2856	1
0,175	3,4056	2	4,7933	1	9,7408	3	2,5910	1
180	3,9754	2	5,2298	1	1,1643	2	2,9078	1

λT, см·град	$y_1=F\times10^{-p}$		$y_2=f\times10^{-q}$		$y_3=G\times10^{-p}$		$y_4=g\times10^{-q}$	
	F	p	f	q	G	p	g	q
185	4,5944	2	5,6581	1	1,3769	2	3,2332	1
190	5,2613	2	6,0745	1	1,6121	2	3,5650	1
195	5,9749	2	6,4762	1	1,8705	2	3,9008	1
0,200	6,7331	2	6,8605	1	2,1522	2	4,2382	1
205	7,5339	2	7,2252	1	2,4573	2	4,5751	1
210	8,3750	2	7,5688	1	2,7856	2	4,9096	1
215	9,2538	2	7,8900	1	3,1369	2	5,2398	1
220	1,0168	1	8,1879	1	3,5109	2	5,5640	1
0,225	1,1114	1	8,4619	1	3,9071	2	5,8809	1
230	1,2091	1	8,7117	1	4,3249	2	6,1891	1
235	1,3094	1	8,9375	1	4,7637	2	6,4876	1
240	1,4122	1	9,1394	1	5,2228	2	6,7753	1
245	1,5171	1	9,3179	1	5,7015	2	7,0515	1
0,250	1,6239	1	9,4735	1	6,1988	2	7,3156	1
255	1,7324	1	9,6071	1	6,7140	2	7,5671	1
260	1,8423	1	9,7193	1	7,2462	2	7,8056	1
265	1,9533	1	9,8112	1	7,7944	2	8,0309	1
270	2,0653	1	9,8837	1	8,3577	2	8,2429	1
0,275	2,1780	1	9,9377	1	8,9353	2	8,4415	1
280	2,2911	1	9,9744	1	9,5261	2	8,6267	1
285	2,4047	1	9,9948	1	1,0129	1	8,7986	1
290	2,5183	1	9,9998	1	1,0744	1	8,9575	1
295	2,6320	1	9,9906	1	1,1369	1	9,1036	1
0,300	2,7454	1	9,9682	1	1,2004	1	9,2371	1
305	2,8585	1	9,9334	1	1,2648	1	9,3583	1
310	2,9712	1	9,8874	1	1,3299	1	9,4676	1
315	3,0833	1	9,8310	1	1,3958	1	9,5654	1
320	3,1947	1	9,7650	1	1,4623	1	9,6521	1
0,325	3,3053	1	9,6904	1	1,5295	1	9,7280	1
330	3,4150	1	9,6080	1	1,5970	1	9,7936	1
335	3,5237	1	9,5184	1	1,6650	1	9,8493	1
340	3,6314	1	9,4225	1	1,7333	1	9,8956	1
345	3,7379	1	9,3208	1	1,8020	1	9,9328	1
0,350	3,8432	1	9,2142	1	1,8708	1	9,9614	1
355	3,9474	1	9,1030	1	1,9399	1	9,9818	1
360	4,0502	1	8,9880	1	2,0090	1	9,9945	1
365	4,1517	1	8,8695	1	2,0782	1	9,9998	1
370	4,2518	1	8,7482	1	2,1474	1	9,9981	1
0,375	4,3506	1	8,6244	1	2,2166	1	9,9899	1
380	4,4479	1	8,4987	1	2,2857	1	9,9754	1
385	4,5438	1	8,3712	1	2,3547	1	9,9551	1
390	4,6382	1	8,2425	1	2,4326	1	9,9244	1
395	4,7312	1	8,1129	1	2,4922	1	9,8985	1
0,400	4,8227	1	7,9826	1	2,5606	1	9,8628	1
410	5,0012	1	7,7211	1	2,6966	1	9,7783	1

λT, см·град	$y_1=F\times10^{-p}$		$y_2=f\times10^{-q}$		$y_3=G\times10^{-p}$		$y_4=g\times10^{-q}$	
	F	p	f	q	G	p	g	q
420	5,1733	1	7,4601	1	2,8313	1	9,6781	1
430	5,3404	1	7,2011	1	2,9645	1	9,5646	1
440	5,5012	1	6,9455	1	3,0961	1	9,4396	1
0,450	5,6563	1	6,6942	1	3,2258	1	9,3049	1
460	5,8057	1	6,4433	1	3,3537	1	9,1622	1
470	5,9495	1	6,2082	1	3,4795	1	9,0128	1
480	6,0880	1	5,9746	1	3,6032	1	8,8582	1
490	6,2212	1	5,7477	1	3,7248	1	8,6994	1
0,500	6,3494	1	5,5279	1	3,8441	1	8,5374	1
510	6,4727	1	5,3153	1	3,9611	1	8,3733	1
520	6,5912	1	5,1100	1	4,0759	1	8,2077	1
530	6,7051	1	4,9120	1	4,1884	1	8,0414	1
540	6,8146	1	4,7212	1	4,2986	1	7,8749	1
0,550	6,9193	1	4,5377	1	4,4065	1	7,7089	1
560	7,0209	1	4,3611	1	4,5120	1	7,5437	1
570	7,1182	1	4,1915	1	4,6153	1	7,3798	1
580	7,2116	1	4,0287	1	4,7164	1	7,2175	1
590	7,3014	1	3,8724	1	4,8152	1	7,0571	1
0,600	7,3877	1	3,7225	1	4,9118	1	6,8989	1
620	7,5505	1	3,4409	1	5,0985	1	6,5897	1
640	7,7010	1	3,1824	1	5,2768	1	6,2911	1
660	7,8402	1	2,9541	1	5,4470	1	6,0040	1
680	7,9691	1	2,7275	1	5,6094	1	5,7288	1
0,700	8,0885	1	2,5278	1	5,7644	1	5,4657	1
720	8,1993	1	2,3448	1	5,9122	1	5,2147	1
740	8,3020	1	2,1768	1	6,0533	1	4,9756	1
760	8,3974	1	2,0226	1	6,1879	1	4,7482	1
780	8,4861	1	1,8811	1	6,3164	1	4,5322	1
0,800	8,5687	1	1,7511	1	6,4390	1	4,3270	1
820	8,6455	1	1,6315	1	6,5561	1	4,1323	1
840	8,7172	1	1,5215	1	6,6679	1	3,9477	1
860	8,7840	1	1,4202	1	6,7748	1	3,7726	1
880	8,8465	1	1,3268	1	6,8769	1	3,6066	1
0,900	8,9048	1	1,2407	1	6,9746	1	3,4492	1
920	8,9594	1	1,1613	1	7,0680	1	3,3001	1
940	9,0105	1	1,0879	1	7,1574	1	3,1586	1
960	9,0584	1	1,0200	1	7,2430	1	3,0245	1
980	9,1033	1	9,5715	2	7,3250	1	2,8974	1
1,00	9,1455	1	8,9895	2	7,4035	1	2,7767	1
05	9,2402	1	7,7124	2	7,5860	1	2,5013	1
10	9,3217	1	6,6496	2	7,7506	1	2,2594	1
15	9,3921	1	5,7604	2	7,8995	1	2,0642	1
20	9,4532	1	5,0216	2	8,0345	1	1,8580	1
1,25	9,5065	1	4,3806	2	8,1572	1	1,6914	1
30	9,5531	1	3,8438	2	8,2691	1	1,5435	1

λT, см·град	$y_1=F\times10^{-p}$		$y_2=f\times10^{-q}$		$y_3=G\times10^{-p}$		$y_4=g\times10^{-q}$	
	F	p	f	q	G	p	g	q
35	9,5942	1	3,3857	2	8,3713	1	1,4118	1
40	9,6304	1	2,9932	2	8,4649	1	1,2944	1
45	9,6624	1	2,6554	2	8,5508	1	1,1893	1
1,50	9,6909	1	2,3634	2	8,6293	1	1,0951	1
55	9,7163	1	2,1102	2	8,7026	1	1,0103	1
60	9,7390	1	1,8897	2	8,7693	1	9,3394	2
65	9,7594	1	1,6971	2	8,8321	1	8,6496	2
70	9,7777	1	1,5283	2	8,8897	1	8,0249	2
1,75	9,7942	1	1,3797	2	8,9433	1	7,4582	2
80	9,8091	1	1,2487	2	8,9931	1	6,9429	2
85	9,8226	1	1,1328	2	9,0395	1	6,4734	2
90	9,8349	1	1,0300	2	9,0828	1	6,0448	2
95	9,8461	1	9,3850	3	9,1233	1	5,6528	2
2,00	9,8563	1	8,5690	3	9,1612	1	5,2937	2

Таблица П.1.6

Значения функции $y=f(x)$, где $x=\frac{\lambda}{\lambda_м}$, $y=\frac{r_{\lambda, T}}{r_{\lambda, T}^{макс}}$

(для абсолютно черного тела)

x	*y*	*x*	*y*	*x*	*y*		*y*
0,25	0,0003455	0,550	0,3394	0,750	0,8017	0,950	0,9930
0,26	0,0006116	0,555	0,3510	0,755	0,8085	0,955	0,9944
0,27	0,001022	0,560	0,3647	0,760	0,8159	0,960	0,9958
0,28	0,001649	0,565	0,3764	0,765	0,8254	0,965	0,9965
0,29	0,002549	0,570	0,3898	0,770	0,8322	0,970	0,9972
0,30	0,003803	0,575	0,4018	0,775	0,8410	0,975	0,9979
0,31	0,005482	0,580	0,4155	0,780	0,8480	0,980	0,9986
0,32	0,007713	0,585	0,4269	0,785	0,8562	0,985	0,9990
0,33	0,01059	0,590	0,4411	0,790	0,8619	0,990	0,9993
0,34	0,01429	0,595	0,4526	0,795	0,8703	0,995	0,9997
0,35	0,01864	0,600	0,4664	0,800	0,8762	1,000	1,0000
0,36	0,02414	0,605	0,4780	0,805	0,8838	1,005	0,9997
0,37	0,03048	0,610	0,4920	0,810	0,8894	1,010	0,9993
0,38	0,03786	0,615	0,5035	0,815	0,8967	1,015	0,9990
0,39	0,04670	0,620	0,5171	0,820	0,9018	1,020	0,9986
0,40	0,05609	0,625	0,5286	0,825	0,9087	1,025	0,9979
0,41	0,06757	0,630	0,5421	0,830	0,9134	1,030	0,9972
0,42	0,08012	0,635	0,5535	0,835	0,9198	1,035	0,9964
0,43	0,09325	0,640	0,5669	0,840	0,9234	1,040	0,9958
0,44	0,1078	0,645	0,5780	0,845	0,9295	1,045	0,9948
0,450	0,1238	0,650	0,5219	0,850	0,9337	1,050	0,9937
0,455	0,1334	0,655	0,6014	0,855	0,9393	1,055	0,9926
0,460	0,1416	0,660	0,6155	0,860	0,9430	1,060	0,9913
0,465	0,1505	0,665	0,6255	0,865	0,9474	1,065	0,9896
0,470	0,1594	0,670	0,6384	0,870	0,9506	1,070	0,9886
0,475	0,1704	0,675	0,6486	0,875	0,9563	1,075	0,9871
0,480	0,1804	0,680	0,6609	0,880	0,9589	1,080	0,9858
0,485	0,1912	0,685	0,6712	0,885	0,9634	1,085	0,9841
0,490	0,2008	0,690	0,6831	0,890	0,9647	1,090	0,9827
0,495	0,2110	0,695	0,6918	0,895	0,9700	1,095	0,9800
0,500	0,2215	0,700	0,7048	0,900	0,9713	1,100	0,9787
0,505	0,2318	0,705	0,7133	0,905	0,9753	1,105	0,9767
0,510	0,2438	0,710	0,7256	0,910	0,9773	1,110	0,9747
0,515	0,2543	0,715	0,7346	0,915	0,9807	1,115	0,9720
0,520	0,2668	0,720	0,7458	0,920	0,9814	1,120	0,9707
0,525	0,2778	0,725	0,7541	0,925	0,9835	1,125	0,9680
0,530	0,2906	0,730	0,7655	0,930	0,9855	1,130	0,9654
0,535	0,3017	0,735	0,7729	0,935	0,9889	1,135	0,9628
0,540	0,3148	0,740	0,7832	0,940	0,9896	1,140	0,9615
0,545	0,3263	0,745	0,7914	0,945	0,9923	1,145	0,9582

x	y	x	y	x	y	x	y
1,150	0,9570	1,350	0,8230	1,550	0,6738	1,750	0,5400
1,155	0,9531	1,355	0,8192	1,555	0,6690	1,755	0,5366
1,160	0,9512	1,360	0,8155	1,560	0,6662	1,760	0,5330
1,165	0,9480	1,365	0,8113	1,565	0,6625	1,765	0,5304
1,170	0,9449	1,370	0,8076	1,570	0,6588	1,770	0,5272
1,175	0,9418	1,375	0,8040	1,575	0,6552	1,775	0,5245
1,180	0,9393	1,380	0,8003	1,580	0,6518	1,780	0,5211
1,185	0,9362	1,385	0,7968	1,585	0,6483	1,785	0,5184
1,190	0,9343	1,390	0,7928	1,590	0,6450	1,790	0,5154
1,195	0,9307	1,395	0,7892	1,595	0,6416	1,795	0,5128
1,200	0,9282	1,400	0,7849	1,600	0,6381	1,800	0,5095
1,205	0,9228	1,405	0,7814	1,605	0,6338	1,805	0,5064
1,210	0,9216	1,410	0,7772	1,610	0,6308	1,810	0,5034
1,215	0,9175	1,415	0,7738	1,615	0,6271	1,815	0,5005
1,220	0,9145	1,420	0,7700	1,620	0,6241	1,820	0,4982
1,225	0,9110	1,425	0,7663	1,625	0,6200	1,825	0,4951
1,230	0,9093	1,430	0,7626	1,630	0,6174	1,830	0,4922
1,235	0,9046	1,435	0,7585	1,635	0,6136	1,835	0,4897
1,240	0,9018	1,440	0,7549	1,640	0,6102	1,840	0,4868
1,245	0,8984	1,445	0,7513	1,645	0,6071	1,845	0,4840
1,250	0,8944	1,450	0,7478	1,650	0,6037	1,850	0,4814
1,255	0,8916	1,455	0,7438	1,655	0,6002	1,855	0,4786
1,260	0,8877	1,460	0,7400	1,660	0,5971	1,860	0,4756
1,265	0,8838	1,465	0,7362	1,665	0,5936	1,865	0,4735
1,270	0,8806	1,470	0,7325	1,670	0,5904	1,870	0,4707
1,275	0,8773	1,475	0,7287	1,675	0,5870	1,875	0,4678
1,280	0,8735	1,480	0,7250	1,680	0,5844	1,880	0,4652
1,285	0,8677	1,485	0,7213	1,685	0,5806	1,885	0,4625
1,290	0,8661	1,490	0,7175	1,690	0,5770	1,890	0,4598
1,295	0,8635	1,495	0,7140	1,695	0,5742	1,895	0,4570
1,300	0,8593	1,500	0,7104	1,700	0,5706	1,900	0,4543
1,305	0,8557	1,505	0,7058	1,705	0,5678	1,905	0,4523
1,310	0,8516	1,510	0,7031	1,710	0,5649	1,910	0,4493
1,315	0,8485	1,515	0,6986	1,715	0,5618	1,915	0,4468
1,320	0,8450	1,520	0,6951	1,720	0,5589	1,920	0,4441
1,325	0,8420	1,525	0,6944	1,725	0,5554	1,925	0,4419
1,330	0,8370	1,530	0,6884	1,730	0,5518	1,930	0,4392
1,335	0,8341	1,535	0,6841	1,735	0,5486	1,935	0,4368
1,340	0,8297	1,540	0,6809	1,740	0,5460	1,940	0,4337
1,345	0,8264	1,545	0,6763	1,745	0,5423	1,945	0,4313

x	y	x	y	x	y	x	y
1,950	0,4291	2,150	0,3417	2,350	0,2740	2,550	0,2197
1,955	0,4266	2,155	0,3396	2,355	0,2716	2,555	0,2182
1,960	0,4244	2,160	0,3376	2,360	0,2700	2,560	0,2171
1,965	0,4216	2,165	0,3355	2,365	0,2684	2,565	0,2162
1,970	0,4196	2,170	0,3340	2,370	0,2671	2,570	0,2150
1,975	0,4172	2,175	0,3319	2,375	0,2655	2,575	0,2139
1,980	0,4146	2,180	0,3300	2,380	0,2642	2,580	0,2129
1,985	0,4119	2,185	0,3284	2,385	0,2627	2,585	0,2116
1,990	0,4100	2,190	0,3265	2,390	0,2611	2,590	0,2101
1,995	0,4074	2,195	0,3246	2,395	0,2599	2,595	0,2089
2,000	0,4050	2,200	0,3227	2,400	0,2584	2,600	0,2079
2,005	0,4025	2,205	0,3208	2,405	0,2568	2,605	0,2070
2,010	0,4008	2,210	0,3190	2,410	0,2556	2,610	0,2062
2,015	0,3895	2,215	0,3173	2,415	0,2548	2,615	0,2049
2,020	0,3962	2,220	0,3158	2,420	0,2529	2,620	0,2038
2,025	0,3938	2,225	0,3137	2,425	0,2519	2,625	0,2028
2,030	0,3917	2,230	0,3119	2,430	0,2501	2,630	0,2018
2,035	0,3894	2,235	0,3102	2,435	0,2493	2,635	0,2008
2,040	0,3873	2,240	0,3088	2,440	0,2473	2,640	0,1998
2,045	0,3847	2,245	0,3067	2,445	0,2465	2,645	0,1987
2,050	0,3823	2,250	0,3051	2,450	0,2446	2,650	0,1974
2,055	0,3306	2,255	0,3033	2,455	0,2435	2,655	0,1966
2,060	0,3786	2,260	0,3017	2,460	0,2421	2,660	0,1953
2,065	0,3760	2,265	0,3001	2,465	0,2408	2,665	0,1945
2,070	0,3740	2,270	0,2982	2,470	0,2395	2,670	0,1933
2,075	0,3719	2,275	0,2966	2,475	0,2381	2,675	0,1924
2,030	0,3699	2,280	0,2944	2,480	0,2368	2,680	0,1915
2,085	0,3676	2,285	0,2935	2,485	0,2356	2,685	0,1904
2,090	0,3655	2,290	0,2919	2,490	0,2343	2,690	0,1895
2,095	0,3636	2,295	0,2903	2,495	0,2330	2,695	0,1885
2,100	0,3617	2,300	0,2886	2,500	0,2317	2,700	0,1874
2,105	0,3594	2,305	0,2871	2,505	0,2307	2,705	0,1864
2,110	0,3575	2,310	0,2852	2,510	0,2294	2,710	0,1855
2,115	0,3552	2,315	0,2837	2,515	0,2282	2,715	0,1845
2,120	0,3497	2,320	0,2823	2,520	0,2270	2,720	0,1837
2,125	0,3513	2,325	0,2806	2,525	0,2256	2,725	0,1827
2,130	0,3494	2,330	0,2792	2,530	0,2242	2,730	0,1817
2,135	0,3472	2,335	0,2777	2,535	0,2231	2,735	0,1809
2,140	0,3455	2,340	0,2760	2,540	0,2220	2,740	0,1799
2,145	0,3434	2,345	0,2746	2,545	0,2210	2,745	0,1789

x	y	x	y	x	y	x	y
2,750	0,1779	2,920	0,1498	3,18	0,1162	3,90	0,06134
2,755	0,1770	2,925	0,1489	3,19	0,1150	3,95	0,05885
2,760	0,1761	2,930	0,1482	3,20	0,1140	4,0	0,05642
2,765	0,1752	2,935	0,1475	3,21	0,1129	4,2	0,04816
2,770	0,1742	2,940	0,1467	3,22	0,1119	4,4	0,04123
2,775	0,1735	2,945	0,1461	3,23	0,1108	4,6	0,03551
2,780	0,1726	2,950	0,1454	3,24	0,1099	4,8	0,03082
2,785	0,1717	2,955	0,1446	3,25	0,1087	5,0	0,02680
2,790	0,1706	2,960	0,1438	3,26	0,1078	5,2	0,02341
2,795	0,1700	2,965	0,1431	3,27	0,1068	5,4	0,02054
2,800	0,1692	2,970	0,1424	3,28	0,1057	5,6	0,01810
2,805	0,1683	2,975	0,1417	3,29	0,1048	5,8	0,01601
2,810	0,1674	2,980	0,1412	3,30	0,1038	6,0	0,01420
2,815	0,1664	2,985	0,1405	3,31	0,1028	6,5	0,01069
2,820	0,1656	2,990	0,1398	3,32	0,1019	7,0	0,008202
2,825	0,1647	2,995	0,1390	3,33	0,1010	7,5	0,006386
2,830	0,1639	3,00	0,1383	3,34	0,1000	8,0	0,005043
2,835	0,1633	3,01	0,1368	3,35	0,09916	8,5	0,004044
2,840	0,1624	3,02	0,1356	3,36	0,09820	9,0	0,003270
2,845	0,1615	3,03	0,1342	3,37	0,09739	9,5	0,002677
2,850	0,1607	3,04	0,1331	3,38	0,09647	10,0	0,002210
2,855	0,1599	3,05	0,1318	3,39	0,09550	10,5	0,001843
2,860	0,1590	3,06	0,1304	3,40	0,09474	11,0	0,001550
2,865	0,1583	3,07	0,1292	3,45	0,09052	12,0	0,001115
2,870	0,1575	3,08	0,1280	3,50	0,08650	13,0	0,000824
2,875	0,1567	3,09	0,1267	3,55	0,08283	14,0	0,000621
2,880	0,1559	3,10	0,1254	3,60	0,07910	15,0	0,000477
2,885	0,1552	3,11	0,1242	3,65	0,07585	16,0	0,000373
2,890	0,1544	3,12	0,1230	3,70	0,07260	17,0	0,000295
2,895	0,1536	3,13	0,1219	3,75	0,06958	18,0	0,000237
2,900	0,1528	3,14	0,1208	3,80	0,06662	19,0	0,000193
2,905	0,1521	3,15	0,1196	3,85	0,06398	20,0	0,000158
2,910	0,1513	3,16	0,1185				
2,915	0,1506	3,17	0,1174				



Номограммы и графики для расчета коэффициента прозрачности атмосферы τ_a в зависимости от расстояния D и высоты H

Графики Элдера и Стронга

(зависимость прозрачности атмосферы от содержания в ней осажденной воды)

Примечание. Графики рассчитаны из соотношения

$$\tau_{ai} = \tau_{0i} - k_i \lg W,$$

где W — эквивалентный слой осажденной воды;

τ_{0i} и k_i — коэффициенты, вычисленные для спектральных участков («окон» прозрачности атмосферы) и приведенные в табл. П.2.1.

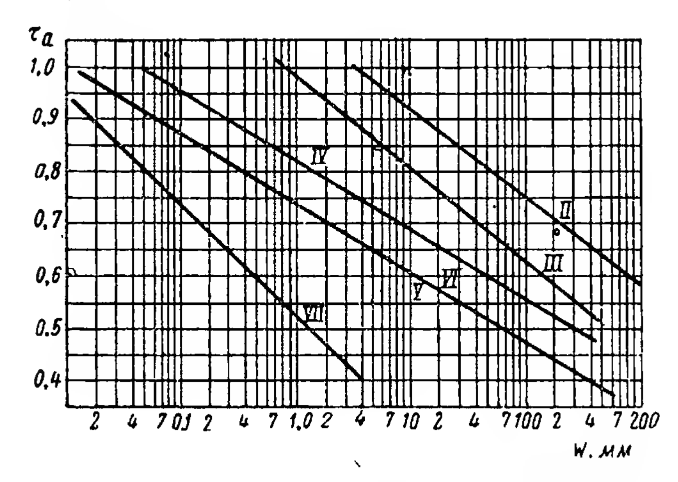


Рис. П.1. Зависимость прозрачности атмосферы от содержания в ней осажденной воды (для H ≥ 3000 *м*).

Таблица П.2.1

Номер окна, i	Область спектра, *мк*	k_i	τ_{0i}
I	0,72—0,92	15,1	106,3
II	0,9—1,1	16,5	106,3
III	1,1—1,4	17,1	96,3
IV	1,4—1,9	13,1	81,0
V	1,9—2,7	13,1	72,5
VI	2,7—4,3	12,5	72,3
VII	4,3—5,9	21,2	51,2
VIII	5,9—14	—	—

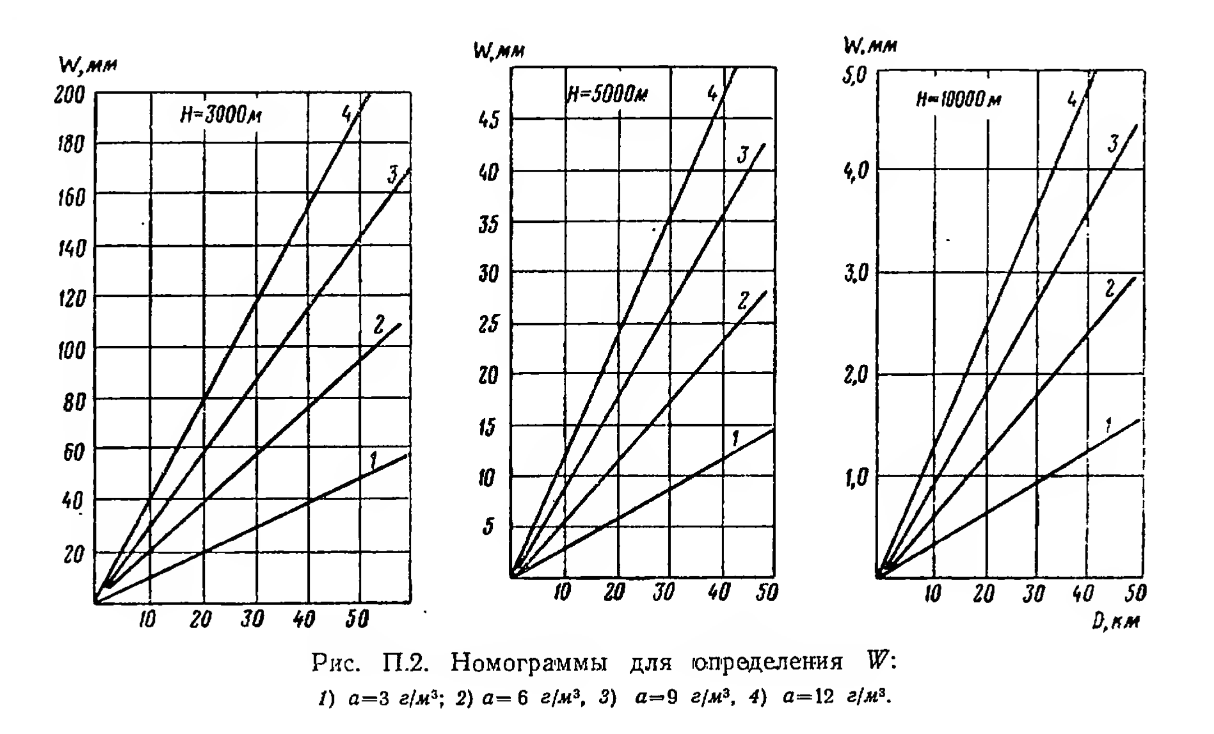


Рис. П.2. Номограммы для определения W:

1) a=3 г/м³; 2) a=6 г/м³, 3) a=9 г/м³, 4) a=12 г/м³.

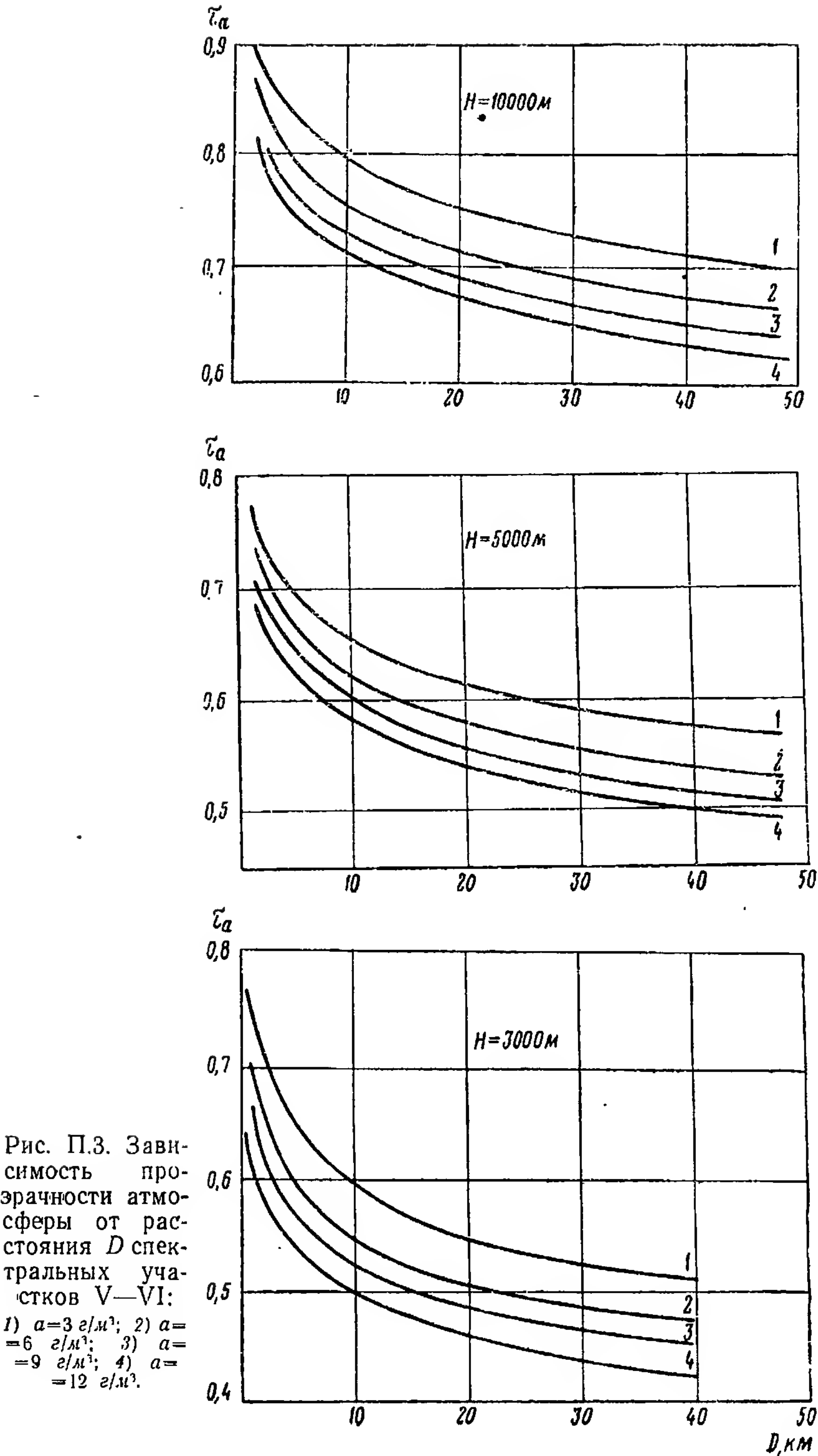


Рис. П.3. Зависимость прозрачности атмосферы от расстояния D спектральных участков V—VI:

1) $a=3$ *г/м³*; *2)* $a=6$ *г/м³*; *3)* $a=9$ *г/м³*; *4)* $a=12$ *г/м³*.

Номограммы для определения W

Из графиков Элдера и Стронга следует, что коэффициент τ_a можно найти, если известно значение W, соответствующее определенному количеству водяных паров. Однако W является функцией расстояния между объектом излучения и приемником и зависит от высоты H, т. е. $W=a_н D$, где $a_н$ — абсолютная влажность на высоте H (*км*).

Существует несколько зависимостей для вычисления величины $a_н$.

Для простоты вычисления $a_н$ воспользуемся соотношением, предложенным Элдером и Стронгом

$$a_н = a_0 \cdot 10^{-\left(\frac{H}{5} + 3\right)}.$$

Подставив это значение в выражение для W, получим

$$W = a_0 \frac{D}{10^{\frac{H}{5} + 3}} \text{ мм},$$

где D выражено в метрах.

На рис. П.2 приведены номограммы для определения W в зависимости от H и D для различных a_0.

Графики $\tau_a = f(D)$.

По графикам Элдера и Стронга и номограммам для W можно вычислить интегральный коэффициент пропускания атмосферы для любой спектральной полосы, в которой имеются окна прозрачности.

На рис. П.3 приведены зависимости τ_a от дальности для спектрального диапазона 1,9—4,3 *мк*, в котором чувствительны почти все современные приемники ИК излучения.

Коэффициент прозрачности τ_a для нескольких спектральных участков определяется из соотношения

$$\tau_a = \sum (c_i \cdot \tau_{ai}),$$

где τ_{ai} — коэффициент прозрачности i-го окна (участка),

$$c_i = \frac{\int_{\lambda_{i1}}^{\lambda_{i2}} r_\lambda S_\lambda d\lambda}{\int_{\lambda_a}^{\lambda_b} r_\lambda S_{ab} d\lambda}$$

— коэффициент, определяющий удельный вес излучения в i-ом спектральном окне по отношению к излучению во всей рабочей области спектра. В этом соотношении:

r_λ — спектральная яркость излучающего объекта,

S_λ — спектральная чувствительность приемника излучения,

λ_{i1} и λ_{i2} — границы i-го спектрального окна,

λ_a и λ_b — границы рабочей спектральной области,

S_{ab} — спектральная чувствительность приемника в рабочем диапазоне волн ab.

ПРИЛОЖЕНИЕ 3

Таблица П.3.1

Параметры и характеристики приемников теплового излучения [52—62]*

Материал слоя	Тип приемника (фотоэлектрический—Ф или тепловой—Т)	Условное обозначение	Пленочный (Пл), кристаллический (Кристал.)	Тип проводимости	Температура слоя, °К	$\lambda_м$, *мк*	$\lambda_{50\%}$, *мк*	Частота модуляции указана		τ, *мксек*	$f_м$ (оптим) (расчетная), *гц*	R_m, *ком*	Механизм шума
								D^* (T, f, $\Delta f=1$ *гц*)	D_λ (λ, f, $\Delta f=1$)				
PbS	Ф	ФС	Пл.	i	295	2,1	2,5	$4{,}5\cdot10^8$ 90 *гц*	$1\cdot10^{11}$ 90 *гц*	250	640	1 470	токовый
PbS	»	»	»	»	195	2,5	3,0	$4\cdot10^9$ 1 000 *гц*	$1{,}7\cdot10^{11}$ 1 000 *гц*	455	350	4 000	»
PbS	»	»	»	»	77	2,5	3,3	$4\cdot10^9$ 90 *гц*	$8\cdot10^{10}$ 90 *гц*	455	350	5 000	»
PbSe	»	»	»	»	295	3,4	4,2	$3\cdot10^7$ 90 *гц*	$2{,}7\cdot10^8$ 90 *гц*	4	40 000	50	»
PbSe	»	»	»	»	195	4,6	5,4	$7{,}5\cdot10^8$ 900 *гц*	$6\cdot10^9$ 900 *гц*	125	1 270	40 000	токовый ниже 6 *ком*
PbSe	»	»	»	»	77	4,5	5,8	$2{,}2\cdot10^9$ 90 *гц*	$2{,}1\cdot10^{10}$ 90 *гц*	48	3 300	5 000	токовый
PbTe	»	»	»	»	77	4,0	5,1	$3{,}8\cdot10^8$ 90 *гц*	$2{,}7\cdot10^9$ 90 *гц*	25	6 500	32 000	»
Ge+Au	»	»	Кристал.	p	77	5,0	7,1	$7{,}5\cdot10^9$ 900 *гц*	$1{,}75\cdot10^{10}$ 900 *гц*	<1	не зависит от $f_м>40$ *гц*	1 000	токовый до $f<40$ *гц*

* Материалы по табл. П. 3. 1 подготовлены Купчинским О. И.

Продолжение табл. П.3.1

Материал слоя	Тип приемника (фотоэлектрический—Ф или тепловой—Т)	Условное обозначение	Пленочный (Пл), кристаллический (Кристал.)	Тип проводимости	Температура слоя, °K	$\lambda_м$, *мк*	$\lambda_{50\%}$, *мк*	Частота модуляции указана: D^* (T, f, $\Delta f=1$ *гц*)	Частота модуляции указана: D_λ (λ, f, $\Delta f=1$)	τ, *мксек*	$f_м$ (оптим) (расчетная), *гц*	R_m, *ком*	Механизм шума
Ge+Au	Ф	ФС	Кристал.	*p*	65	4,7	6,9	$1{,}7\cdot10^{10}$ 900 *гц*	$4\cdot10^{10}$ 900 *гц*	<1	не зависит от $f_м$>40 *гц*	—	токовый до f<40 *гц*
Ge+Au, Sb	»	»	»	*n*	77	Нет резк. $\lambda_м$	—	$2{,}9\cdot10^{9}$ 90 *гц*	$2{,}5\cdot10^{9}$ 3 *мк* 90 *гц*	110	1 500	1 000	токовый
Ge+Zn(ZIP)	»	»	»	*p*	4,2	3,6	39,5	$4\cdot10^{9}$ 800 *гц*	10^{10} 800 *гц*	<0,01	—	30 000	»
Ge+Zn+Sb	»	»	»	*n*	50	12	15	$2\cdot10^{9}$ 900 *гц*	$3\cdot10^{9}$ 900 *гц*	—	—	—	—
Ge+Cu	»	»	»	*p*	<20	20	27	10^{10} (аперт. угол 60°) 900 *гц*	$2{,}5\cdot10^{10}$ 900 *гц*	—	—	100	токовый ниже 1 *кгц*, генерационно-рекомбинационный 1 *кгц*
Ge+Cd	»	»	»	*p*	<25	16	21,5	$7\cdot10^{9}$ (аперт. угол 60°) 500 *гц*	$1{,}8\cdot10^{10}$ 500 *гц*	—	—	—	токовый ниже 500 *гц*, генерационно-рекомбинационный выше 500 *гц*

Продолжение табл. П.3.1

Материал слоя	Тип приемника (фото-электрический—Ф или тепловой —Т)	Условное обозначение	Пленочный (Пл), кристаллический (Кристал.)	Тип проводимости	Температура слоя, °К	$\lambda_м$, *мк*	$\lambda_{50\%}$, *мк*	Частота модуляции указана: D^* (T, f, $\Delta f=1$ *гц*)	Частота модуляции указана: D_λ (λ, f, $\Delta f=1$)	τ, *мксек*	$f_м$ (оптим) (расчетная), *гц*	R_n, *ком*	Механизм шума
Ge+Cd	Ф	ФС	Кристал.	*p*	50	7,3	10,1	$3{,}1\cdot10^9$ 90 *гц*	$7\cdot10^9$ 90 *гц*	0,1	не зависит от $f_м\leqslant$ $\leqslant1$ *Мгц*	10 000	генерационно-рекомбинационный
Ge—Si+Zn, Sb	„	„	„	—	50	10	13,3	$4{,}10^9$ 100 *гц*	10^{10} 100 *гц*	0,1	то же	20 000	то же
InSb	„	„	„	*i*	295	6,5	7,3	$1{,}4\cdot10^7$ 800 *гц*	$4{,}3\cdot10^7$ 800 *гц*	0,2	не зависит от $f_м$ до 0,5 *Мгц*	0,020	тепловой
InSb	„	„	„	*i*	195	5,0	6,0	$5\cdot10^8$ 900 *гц*	$2{,}5\cdot10^9$ 900 *гц*	<1	то же	0,06	токовый ниже 400 *гц*
InSb	„	„	„	*p*	77	5,0	5,4	$1{,}2\cdot10^{10}$ 900 *гц*	$6\cdot10^{10}$ 900 *гц*	<2	—	10,0	токовый
InSb	„	Фотовольтаический	„	*p-n*	77	5,3	5,6	$8{,}6\cdot10^9$ 900 *гц*	$4{,}3\cdot10^{10}$ 900 *гц*	<1	—	1,0	токовый ниже 100 *гц* генер.-рекомб. выше 100 *гц*
InSb	„	Фотомагнитный (ФЕМ)	„	*i*	295	6,2	7,0	10^8 400 *гц*	$3\cdot10^8$ 400 *гц*	0,2	не зависит от $f_м\leqslant$ $\leqslant 100$ *кгц*	0,02	тепловой

Продолжение табл. П.3.1

Материал слоя	Тип приемника (фотоэлектрический—ф или тепловой—Т)	Условное обозначение	Пленочный (Пл), кристаллический (Кристал.)	Тип проводимости	Температура слоя, °К	$\lambda_м$, *мк*	$\lambda_{50\%}$, *мк*	Частота модуляции указана: D^* (T, f, $\Delta f=1$ *гц*)	Частота модуляции указана: D_λ (λ, f, $\Delta f=1$)	τ, *мксек*	$f_м$ оптим (расчетная), *гц*	R_m, *ком*	Механизм шума
InAs	Ф	ФС	Кристал.	n	295	3,6	3,8	$1,4\cdot10^7$ 90 *гц*	$1,4\cdot10^8$ 90 *гц*	0,2	не зависит от $f_м\leqslant$ $\leqslant100$ *кгц*	—	—
InAs	„	ФС	„	p-n	295	3,4	3,7	$2,5\cdot10^8$ 90 *гц*	$2,5\cdot10^9$ 750 *гц*	<2	—	0,05	тепловой (предполож.)
InAs	„	ФЕМ	„	n	295	2,5	3,4	$1,4\cdot10^7$ 90 *гц*	$1,4\cdot10^8$ 90 *гц*	0,2	не зависит от $f_м\leqslant$ $\leqslant100$ *кгц*	—	то же
Te	„	ФС	„	p	77	3,5	3,8	$4\cdot10^9$ 900 *гц*	$6\cdot10^{10}$ 900 *гц*	60	2 700	2,0	токовый
Tl_2S	„	ФС	Пл.	i	295	0,9	1,1	—	$2,2\cdot10^{12}$ 90 *гц*	530	300	5 000	„
86% HgTe 14% CdTe	„	„	Кристал.	i	295	6	6,5	$5\cdot10^6$	$1,5\cdot10^7$	—	—	~0,001	—
Термисторный болометр	Т	болом.	—	—	295	—	—	1,95—10^8 (1,5 *мсек*) 10 *гц*	$2,95\cdot10^8$ 10 *гц*	1 500	не зависит от $f_м\leqslant30$ *гц*	2 400	тепловой
Термоэлемент	„	термоэлектр. эффект	—	—	295	—	—	$1,4\cdot10^9$ 5 *гц*	$1,4\cdot10^9$ 5 *гц*	$3,6\times$ $\times10^4$	<5	0,005	„

Продолжение табл. П.3.1

Материал слоя	Тип приемника (фотоэлектрический—Ф или тепловой—Т)	Условное обозначение	Пленочный (Пл), кристаллический (Кристал.)	Тип проводимости	Температура слоя, °К	$\lambda_м$, *мк*	$\lambda_{50\%}$, *мк*	Частота модуляции указана		τ, *мксек*	$f_м$ (оптим) (расчетная), *гц*	$R_т$, *ком*	Механизм шума
								D^* (T, f, $\Delta f=1$ *гц*)	D_λ (λ, f, $\Delta f=1$)				
Элемент Голлея	Т	Расширение воздуха	—	—	295	—	—	$1,67 \cdot 10^9$ 10 *гц*	$1,67 \cdot 10^9$ 10 *гц*	$2 \cdot 10^4$	<5	—	температ.
Болометр из нитрида ниобия	„	Сверх. проводим.	—	—	15	—	—	$4,8 \cdot 10^9$ 360 *гц*	$4,8 \cdot 10^9$ 360 *гц*	500	—	0,0002	—
Угольный болометр	„	Болометр	—	—	2,1	—	—	$4,25 \cdot 10^{10}$ 13 *гц*	$4,25 \cdot 10^{10}$ 13 *гц*	10^4	16	120	токовый
CdS	Ф	ФС	Крист. плен. синтет.	*n*	295	0,5	0,51	—	$3,5 \cdot 10^{14}$ 90 *гц*	$5,3 \times 10^4$	3	$5 \cdot 10^8$	„
CdSe	„	„	Крист. синтет.	—	295	0,7	0,72	—	$2,1 \cdot 10^{11}$ 90 *гц*	$1,2 \times 10^4$	13	$1,5 \times 10^8$	„

Продолжение табл. П.3.1

Материал слоя	Тип приемника (фотоэлектрический—Ф или тепловой Т)	Условное обозначение	Пленочный (Пл), кристаллический (Кристал.)	Тип проводимости	Температура слоя, °K	$\lambda_м$, *мк*	$\lambda_{50\%}$, *мк*	Частота модуляции указана: D^* $(T, f, \Delta f=1$ *гц*$)$	Частота модуляции указана: D_λ $(\lambda, f, \Delta f=1)$	τ, *мксек*	$f_м$ (оптим) (расчетная), *гц*	$R_т$, *ком*	Механизм шума
Se—Se0	Ф	Фв	Крист.	*p-n*	295	0,55	0,69	—	$1,2 \cdot 10^{11}$ 90 *гц*	910	160	3 (не зависит от площади)	—
GaAs	„	Фв	Крист.	*p-n*	295	0,8	0,89	—	$4,5 \cdot 10^{11}$ 400 *гц*	1 000	160	4 600 (не зависит от площади)	—
In 2175 (фотодиод)	„	ФС	„	*p-n*	295	0,95	1,07	—	$2,5 \cdot 10^{10}$ 400 *гц*	8	20 *кгц*	$4 \cdot 10^6$	—
1Р21 (ФЭУ)	„	ФЕ	Пл.	—	295	0,40	0,53	—	$5 \cdot 10^{14}$ 1 000 *гц*	<0,01	не зависит от $f_м$ до 100 *Мгц*	—	дробовой шум

Таблица П.3.2

Параметры сернисто-свинцовых фотосопротивлений [38]

Способ получения чувствительного слоя	t слоя, °K	$q_п$, $см^2$	$f_м$, *гц*	τ, *мксек*	$\Phi_п$, *вт/гц*	S_τ	Примечания
Испарение	290	0,1	800	100	$7{,}5 \cdot 10^{-11}$	47	Измерено в максимуме спектральной чувствительности.
Испарение	290	0,36	800	75	$5 \cdot 10^{-11}$	12,6	Рассчитано в предположении, что спектральная чувствительность одинакова до 3 *мк*.
Химический	290	0,25	1 000—2 000	40	$5 \cdot 10^{-11}$	—	Измерено при 2,2 *мк*
Химический	290	1,0	90	250	$7 \cdot 10^{-10}$	115	Рассчитано в предположении, что спектральная чувствительность одинакова до 3 *мк*
Химический	290	0,09	90	—	$2 \cdot 10^{-10}$	—	Измерено при 2,2 *мк*.
Химический	90	1	800	490	$2 \cdot 10^{-10}$	—	Измерено при 2,2 *мк*.
Химический	90	0,1	16,6	15 000	$2 \cdot 10^{-14}$	—	Измерено в максимуме спектральной характеристики при охлаждении радиационного экрана до 90° K

Таблица П.3.3

Параметры сурьмянисто-индиевых приемников

Тип приемника	Фотопроводниковые				Диффузионные		
Изготовитель	—	—	—	—	Фирма CML	Фирма Philco	Фирма Texas Instrument
T°K	90°	195	249	292	77	77	77
$R_т$, *ом*	20K	1,8K	490	120	220K	50—200	1 200—1 500
D^*, $\frac{см \cdot гц^{1/2}}{вт}$	$4,5 \cdot 10^9$	$1,7 \cdot 10^9$	$3 \cdot 10^8$	$1,7 \cdot 10^8$	$9,4 \cdot 10^9$ (T=500° K, $f_м$=90 *гц*)	$2,7 \cdot 10^9$ (500° K, 800 *гц*)	$5 \cdot 10^9$ (500° K, 1 000 *гц*)
$\lambda_м$, *мк* $f_м$=800 *гц*	5,6	5,6	6,2	6,7	—	—	—
$\lambda_{50\%}$, *мк*	5,85	6,0	6,65	7,2	~5,7	~5,5	~5,5
S, *в/вт*	1 300	400	30	1	—	—	—
$q_п$, *см*²	$1,4 \cdot 10^{-2}$	$1,4 \cdot 10^{-2}$	$1,4 \cdot 10^{-2}$	$1,4 \cdot 10^{-2}$	$3,2 \cdot 10^{-4}$	$4,1 \cdot 10^{-2}$	$4,16 \cdot 10^{-2}$
τ, *сек*	$<4 \cdot 10^{-1}$	—	—	—	$<1,8 \cdot 10^{-6}$	$<1,10^{-6}$	$\sim 0,1 \cdot 10^{-6}$

Пример расчета дальности действия инфракрасного координатора графоаналитическим методом

Необходимо рассчитать дальность действия координатора снаряда класса «воздух — воздух» типа «Сайдуиндер» по одномоторному самолету, летящему на высоте 10 000 *м* в районе умеренной влажности.

В качестве приемника излучения в координаторе используется неохлаждаемое сернисто-свинцовое фотосопротивление. Диаметр приемного зеркала оптической системы 83 *мм* [63].

Порядок расчета.

1. Вычисляем $\mathcal{J}_q$ из соотношения

$$\mathcal{J}_q = \frac{\varepsilon \sigma T^4 q_{\text{и}}}{\pi},$$

где ε — коэффициент излучения объекта,

σ — постоянная Больцмана $5{,}67 \cdot 10^{-12}\ \frac{вт}{см^2 град^4}$,

$q_{\text{и}}$ — площадь излучателя, $см^2$.

Из рис. 6.7 видно, что температура выхлопных газов реактивного двигателя вблизи среза сопла достигает 700° К, а диаметр струи 50—70 *см*. Приняв излучение двигателя за излучение «серого» тела с $\varepsilon = 0{,}8$ и подставив в выражение для $\mathcal{J}_q$ значения T и $q_{\text{и}}$, получим

$$\mathcal{J}_q = 0{,}8 \cdot 5{,}67 \cdot 10^{-12} \cdot 25 \cdot 10^2 \cdot 23 \cdot 10^{10} = 650\ вт/стер.$$

2. Зададимся рядом значений дальности D 2, 3, 4, 5, 6, 8, 10 и 12 *км*. Этим значениям на графиках $\tau_{\text{а}} = f(D)$ (приложение 2) для $a_0 = 3\ г/м^3$ (что соответствует умеренной влажности) и $H = 10$ *км* будут соответствовать $\tau_{\text{а}}$, указанные в табл. П.4.1.

Таблица П.4.1

D, *км*	2	3	4	5	6	8	10	12
$\tau_{\text{а}}$	0,90	0,87	0,86	0,84	0,82	0,81	0,8	0,79

Для полученных значений $\tau_{\text{а}}$ и выбранных дальностей из соотношения (6.24) вычисляем E_q.

Данные вычислений сводим в табл. П.4.2.

По таблице строим график $E_q = f(D)$.

3. Вычисляем

$$E_{\text{п}} = \frac{\Phi_{\text{п}}}{q_{\text{ос}}} \cdot \frac{1}{\tau_{\text{ос}}}.$$

$$q_{\text{ос}} = \frac{\pi d_{\text{ос}}^2}{4} = \frac{3{,}14 \cdot 8{,}3^2}{4} = 62\ см^2,$$

$\tau_{\text{ос}}$ с учетом фильтра можно принять равным 0,7.

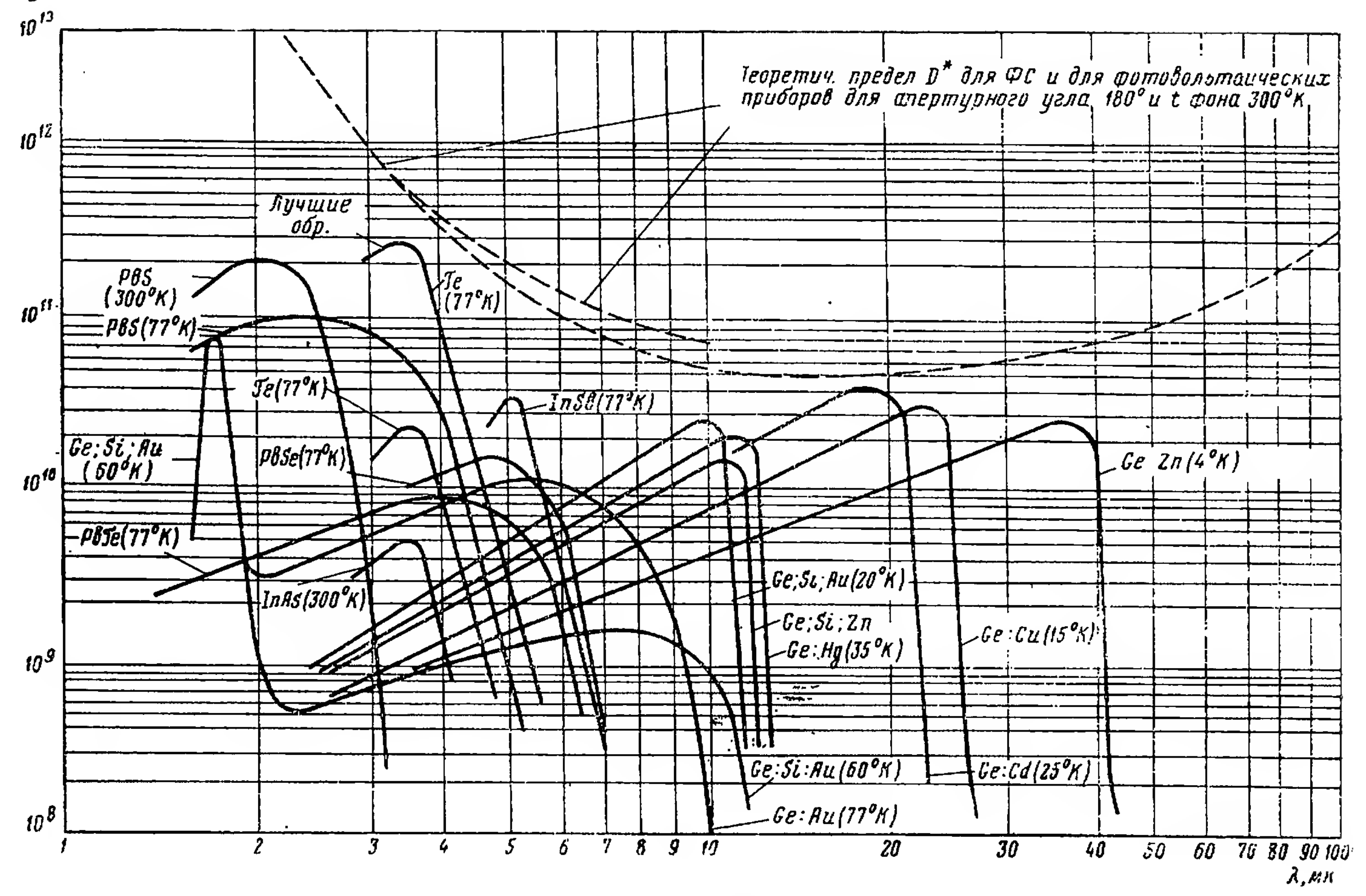


Рис. П.4. Спектральные характеристики различных приемников лучистой энергии.

Таблица П.4.2

D, *км*	2	3	4	5
E_q, *вт/см²*	$1{,}5\cdot10^{-8}$	$6{,}3\cdot10^{-9}$	$3{,}5\cdot10^{-9}$	$2\cdot10^{-9}$
D, *км*	6	8	10	12
E_q, *вт/см²*	$1{,}5\cdot10^{-9}$	$8\cdot10^{-10}$	$5\cdot10^{-10}$	$3{,}6\cdot10^{-10}$

Из табл. П.3.1 и П.3.2 следует, что неохлаждаемые сернисто-свинцовые фотосопротивления имеют широкий диапазон значений D^* и $\Phi_п$.

Если взять, например, фотосопротивления, данные по которым приведены в строках 2 и 3 (в табл. П.3.2), то имеем $\Phi_п=5\cdot10^{-11}$ *вт/гц*, рассчитанное в предположении, что спектральная чувствительность фотосопротивления одинакова до 3 *мк*.

Для определения $\Phi_п$ к излучению с $T=700°$ К, воспользуемся сначала формулой

$$\Phi_{п\,(500°\ К)}=\frac{S}{\sqrt{\dfrac{f_м}{q_п}}},$$

где S находится из соотношения Макалистера [56] $S\tau=\mathrm{const}$, где τ — постоянная времени фотосопротивления.

Для фотосопротивления (2) $S\tau=12{,}6$, а $\tau=75$ *мксек*, следовательно, $S=\frac{12{,}6}{75}=0{,}17$ *мквт*.

При значении $q_п=0{,}36$ *см²* и $f_м=800$ *гц* (см. табл.) получим

$$\Phi_{п\,(500°\ К)}=\frac{0{,}17\cdot0{,}6}{28}=3{,}5\cdot10^{-9}\ вт/гц.$$

Однако выбранный нами приемник предполагается использовать для приема излучения с $T=700°$ К, что, естественно, значительно увеличит его отдачу и порог чувствительности его будет равен

$$\Phi_{п\,(T)}=\Phi_{п\,(500°\ К)}\,\frac{K_{500}}{K_T},$$

K — так называемый коэффициент использования лучистого потока, определяемый из соотношения

$$K = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} S_\lambda r_{\lambda T} d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} r_{\lambda T} d\lambda},$$

расчет которого приведен в § 2 гл. 6.

В нашем примере для сернисто-свинцового фотосопротивления со спектральной характеристикой [19] для $T=500°$ К $K_{500} \approx 0{,}01$, а для $T=700°$ К $K_{700} \approx 0{,}06$.

Следовательно, $\Phi_{п700} \approx 3{,}5 \cdot 10^{-9} \dfrac{0{,}01}{0{,}06} = 6 \cdot 10^{-10}$ *вт/гц*.

Однако фактический, «полный», выход фотосопротивления будет и в этом случае в несколько раз меньше, в чем легко убедиться, наложив кривую излучения с $T=700°$ К на спектральную характеристику ФС, откуда в лучшем случае полный выход составит $0{,}1 \div 0{,}2$, что особенно наглядно видно на кривых, приводимых в [19].

Следовательно, фактический порог чувствительности фотосопротивления будет $\sim 3 \cdot 10^{-9}$ *вт/гц*.

Однако эта величина отнесена к полосе пропускания в 1 *гц*; при использовании в координаторе с $\Delta f \neq 1$ *гц* порог естественно ухудшится пропорционально увеличению шумов, которые возрастают примерно в $\sqrt{\Delta f}$ раз. Обычно полоса пропускания усилителя фототока (напряжения) в координаторе берется равной $(0{,}25 \div 0{,}4) f_м$ или вычисляется из соотношения $\Delta f = \dfrac{1}{4\tau}$, где τ — длительность импульса от цели.

Для частоты модуляции $f_м = 800$ *гц*, при которой замерены (рассчитаны) параметры выбранного нами фотосопротивления,

$$\Delta f = \frac{1}{4 \cdot 125 \cdot 10^{-5}} = 200 \text{ гц}.$$

Поэтому шум фотосопротивления возрастет в $\sqrt{200} \approx 14$ раз, порог ухудшится во столько же раз и будет равен $4{,}2 \cdot 10^{-8}$ *вт*

$$\Phi_п = 4{,}2 \cdot 10^{-8} \text{ вт}.$$

Подставив найденные значения $q_{ос}$, $\tau_{ос}$ и $\Phi_п$ в формулу для $E_п$, получим:

$$E_п = \frac{4{,}2 \cdot 10^{-8}}{62 \cdot 0{,}7} \approx 10^{-9} \text{ вт/см}^2.$$

Указанное значение $E_п$ вычислено нами в предположении, что отношение сигнал/шум на выходе приемника равно единице.

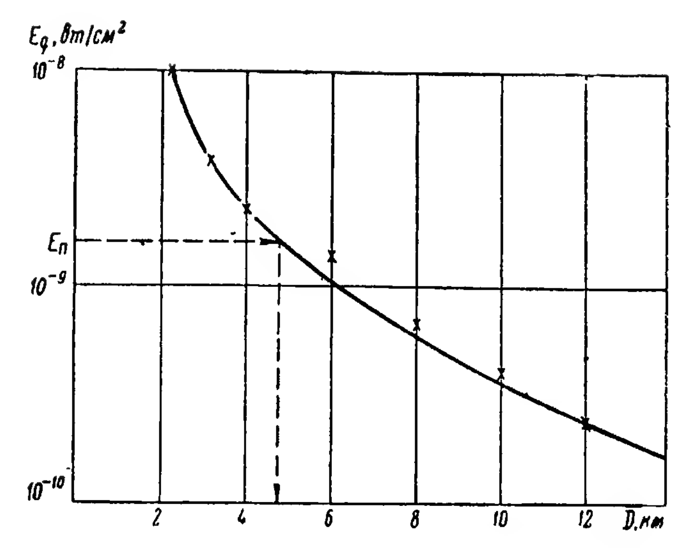


Рис. П.5. К расчету дальности действия координатора.

Поскольку в практике это соотношение обычно принимается равным 2—3, то примем $E_п \approx 2 \cdot 10^{-9}$ *вт/см²*. Отложив это значение на графике $E_q = f(D)$, получим искомую дальность действия координатора, которая равна ~ 5 *км*.

ЛИТЕРАТУРА

1. Aeroplane, 1960, v. 98, № 2536.
2. Aviation Week, 1958, v. 69, № 53.
3. Басов Н. Г., Кронен О. Н., Попов Ю. М. Инфракрасное и оптическое излучения и квантовые системы. «Успехи физических наук», 1960, т. LXXII, вып. 2.
4. Брамсон М. А., Каликеев А. Е. Инфракрасная техника капиталистических государств. «Советское радио», 1960.
5. Wolfe W. L., Ballard S. S. Оптические материалы, пленки и фильтры для инфракрасных приборов. Proc. IRE, 1959, v. 47, № 9.
6. Достижения в охлаждении ИК детекторов. Missiles and Rockets, 1959, February, 16, p. 23.
7. Dubner H. Конструкция оптических систем головок самонаведения снарядов. Proc. IRE, 1959, v. 47, № 9.
8. Dubner H., Schwartz J., Shapiro S. Методы обнаружения слабых инфракрасных излучений. Electronics, 1959, № 26; Avion, 1959, № 1054; «Вопросы ракетной техники», 1960, № 1.
9. F — M is used in electro-optical tracker. Electronics, 1960, v. 33, № 48, p. 82.
10. Star tracker uses electronic scanning. Electronics, 1960, v. 33, № 40, p. 88.

11. Инфракрасная поисковая и следящая головка с гироскопическим приводом для перехвата межконтинентальных ракет и спутников. Space Aeronautics, 1960, № 5, «Вопросы ракетной техники», 1961, № 6.
12. Инфракрасная техника в системах управления ракетами (обзор). «Вопросы ракетной техники», 1960, № 3.
13. Использование охлаждающих устройств в ИК технике. Missiles and Rockets, 1959, v. 5, November 9, 20.
14. Kantner H. H., Cameron S. H. Лабораторная оценка визирных систем. Proc. Nat. Simulation Conf., Dallas., Tex., January, 1956.
15. Криксунов Л. З. Инфракрасные лучи и теория теплового излучения, РКВИАВУ, 1958.
16. Cashman R. I. Фотосопротивления для регистрации ИК излучения. Proc. IRE, 1959, v. 47, № 9.
17. Ландсберг Г. С. Оптика. Гостехиздат, 1957.
18. La Fond. Система обнаружения цели, основанная на использовании инфракрасных лучей. Missiles and Rockets, 1959, April 20, p. 32. «Вопросы ракетной техники», 1959, № 11 (59).
19. Локк А. С. Управление снарядами, Гостехиздат, 1957.
20. Марголин И. А., Румянцев Н. П. Основы инфракрасной техники. Воениздат, 1957.
21. Марисов В. И. Динамика полета управляемых снарядов. «Вестник воздушного флота», 1958, № 1.
22. Марисов В. И., Кучеров И. К. Управляемые снаряды. Воениздат, 1959.
23. Meissinger H. F. Моделирование инфракрасных систем. Proc. IRE, 1959, v. 47, № 9.
24. Infrared — transmitting materials improved. Missiles and Rockets, 1959, v. 5, № 35, p. 39.
25. Billion dollar market seen for IR industry. Missiles and Rockets, 1959, v. 5, № 44, p. 25.
26. Мюллер Ф. Телеуправление. Изд-во иностранной литературы, 1957.
27. Наведение по инфракрасному излучению. Aeronautics, V, 1958, Aerospace Engineering, V, 1958; Engineers, № 5371.
28. Nichols L. W. Оптическая фильтрация. Proc. IRE, 1959, v. 47, № 9.
29. Петров В. П., Сочивко А. А. Управление ракетами. Воениздат, 1959.
30. Полупроводниковые преобразователи энергии излучений. Сборник статей. Изд-во иностранной литературы, 1959.
31. Powell R. W. Слежение за воздушными целями средствами инфракрасной техники. ARS Journal, 1959, № 12.
32. Powell R. W. Критерии качества инфракрасных систем. J. Optic. Soc. Amer., 1960, v. 50, № 7.
33. Разработки фирмы Hughes в области ИК приемников. Missiles and Rockets, 1959, September.
34. Ратнер Е. С. О пороговой чувствительности приемников излучения. «Оптика и спектроскопия», 1960, т. IX, вып. 1.
35. Зингер Дж. Мазеры. Пер. с англ. под ред. Ф. В. Бункина. Изд-во иностранной литературы, 1961.
36. Шавлов А., Фогель С., Далберджер Л. Оптические

квантовые генераторы. Пер. с англ. Изд-во иностранной литературы, 1962.
37. Scott R. M. Оптика инфракрасных систем. Proc. IRE, 1959, v. 47, № 9.
38. Смит Р., Джонс Ф., Чесмер Р. Обнаружение и измерение инфракрасного излучения. Изд-во иностранной литературы, 1959.
39. Aeroplane, 1958, № 2462, p. 678 и № 2465, p. 798.
40. Summicht H. J. Proc. IRIS, 1959, v. 4.
41. Техника пространственной фильтрации. Proc. IRE, 1959, v. 47, № 9.
42. Управляемые снаряды. Пер. с англ. под ред. И. Е. Петрова. Изд-во иностранной литературы, 1960.
43. Управляемый снаряд класса «воздух — воздух» Де Хэвилленд «Файрстрик». Space Aeronautics, 1960, June.
44. Уравнения дальности действия поисковой системы на инфракрасных лучах. Proc. IRE, 1959, v. 47, № 9.
45. Clark H L. Следящая система за солнцем для ракеты «Фау-2». Electronics, 1950.
46. Buttweiler T. Оптимальные модуляционные характеристики амплитудно- и частотно-модулированных ИК систем. J. Opt. Soc. Amer., 1961, v. 51, № 9.
47. Bratt P., Engeler W., Levinstein H., MacRae A., Pehek J. A. Современные приемники инфракрасных излучений. Infrared Physics, 1961, v. 1.
48. Gedank A. Сравнительная оценка инфракрасных следящих систем двух типов. J. Opt. Soc. Amer., 1961, v. 51, № 10.
49. Schawlow A. Физика работы лазера. Scientific American, 1961, № 6.
50. Blandin A. Лазер. L'onde électrique, № 416, 1961.
51. Басов Н. Г., Прохоров А. М. Применение молекулярных пучков для радиоспектроскопического изучения вращательных спектров молекул. ЖЭТФ, 1954, т. 27, вып. 4, стр. 431.
52. Мосс Т. С. «Успехи физических наук», 1962, т. 78, вып. 1, стр. 93.
53. Morton, Shultz, Hurty. RCA Review, 1959, v. XX, p. 14, 599.
54. Shulz, Morton. Proc. IRE, 1955, v. 43, p. 13.
55. Tyles W. W. Bull. Amer. Phys. Soc., 1958, № 3, p. 128.
56. Смит Р. Полупроводники. Изд-во иностранной литературы, 1962.
57. Ньюмен, Тайлер. Успехи физических наук, 1960, т. 72, вып. 3, стр. 587.
58. Kruse, Laurence, McCrlauchlin. Elements of infrared technology, 1959, p. 478.
59. Jevinshein. Proc. IRE, 1959, v. 43, № 9.
60. Гросс. «Успехи физических наук», 1957, т. 63, вып. 3, стр. 607.
61. Diemer, Hoogenstraaten. Phys. and Chem. Solids, 1957, v. 2, № 2, p. 118.
62. Electronics, 1961, v. 34, № 38, p. 68.
63. Иванов Ю. А., Тяпкин Б. В. Инфракрасная техника в военном деле. «Советское радио», 1963.

ОГЛАВЛЕНИЕ